



TITLE:

直達P波による現位置岩盤の高精度
調査と評価に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

渡辺, 俊樹

CITATION:

渡辺, 俊樹. 直達P波による現位置岩盤の高精度調査と評価に関する研究. 京都大学, 1993, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1993-09-24

URL:

<https://doi.org/10.11501/3070431>

RIGHT:

直達P波による現位置岩盤の 高精度調査と評価に関する研究

— 渡辺 俊樹

Abstract

The existence of cracks and faults seriously influences the strength of the rock mass. From the engineering point of view, it is quite important to detect the existence of cracks and to estimate physical properties of rock mass. Seismic methods are nondestructive and we can collect data from remote place. Therefore they are quite useful for the detection of fractured zones and the evaluation of *in situ* rock mass.

The aim of this study is to develop accurate evaluation methods of *in situ* rock mass by use of P-wave, especially directly propagated P-wave. This study contains two independent but mutually related studies. The one is the study on P-wave propagation in rock mass including thin low-velocity layers such as water-saturated cracks or thin fractured zones. The other is the study on the application of seismic tomography to the detection of fractured zones and the evaluation of *in situ* rock mass.

In Part I, P-wave propagation in rock mass including thin low-velocity layers is discussed. To model the composite medium such as the rock including microcracks and pores, effective medium approach is often used. In this study, to treat fractures that the size is comparable to the wavelength used, a fracture is modeled as a thin low-velocity layer sandwiched by high-velocity media.

The amplitude and the waveform of both reflected and transmitted P-wave at a thin low-velocity layer are discussed by model experiments and numerical simulations. The effects of a low-velocity zone consisting of many thin low-velocity layers on P-wave propagation are also discussed by model experiments and numerical simulations. A calculation method using matrices in z-domain is used for the calculation of P-wave propagation in multiple layers.

As the result of these studies, it is concluded that the wave transmitted through the low-velocity zone was formed by the superposition of the following two types of wave. They are a directly transmitted wave without any reflection and the many waves that multiply reflected at each interface of thin layers. This means that the time average velocity proposed by Wyllie et al. (1956) is not suitable for the evaluation of the P-wave velocity measured for *in situ* rock mass. Furthermore it is also

concluded that not only the number of layers but also the predominant frequency of incident wave gives significant influence on the transmission characteristics of P-wave.

Next, the relation between the RQD of boring cores and the P-wave velocity of rock mass is discussed by numerical simulations. This study is an example of the application of P-wave measurement to the quantitative description and the evaluation of *in situ* rock mass. The conclusion is that the P-wave velocity linearly decreases as the RQD decreases. It is also shown that their relation changes due to the property of rock and some parameters describing fractures. The result of numerical simulations shows the good agreement with Sugimoto's results (1979) based on the field measurements.

The amplitude and the spectrum of P-wave change due to the existence of fractures in rock mass. Its effects are compared with the effects of attenuation due to viscosity of rock and the filling materials in fractures. The numerical simulations of P-wave propagation in viscous media including fractures are carried out. As the result of the simulations, it is deduced that Q-value is a useful tool to evaluate the effect of fractures on P-wave propagation.

The result of these studies derives that waves with very short wavelength must be used to detect very thin fractures in rock mass. For the purpose, a high resolution exploration method by use of high frequency wave is proposed. A prototype of high frequency seismic source and a high frequency measurement system are developed and tested by both model experiments and field experiments.

In Part II, the application of seismic tomography to the evaluation of *in situ* rock mass is discussed. Seismic tomography is an application of the idea of X-ray tomography in medical diagnostic field to subsurface survey. It can obtain an image of the two-dimensional distribution of physical properties of the subsurface structure.

Velocity tomography reconstructs an image of the distribution of P-wave velocity by use of travel time. To achieve an accurate analysis, the travel time data are corrected by using several checking methods. These initial checks and corrections are quite important especially in case of the hard rock mass with very high P-wave velocity. The optimum inversion technique and optimum required parameters are also selected to obtain clear and stable images.

Two attenuation tomography methods that reconstruct an image of the distribution of attenuation characteristics (Q-value) are developed. The first method uses the amplitude decay of first peak of P-wave. To get an accurate image, the change in amplitude caused by non-viscous factors, (i.e., transmission loss, ray focusing, etc.) are eliminated by using elastic modeling techniques. The attenuation tomography needs the ray path information that can be calculated by using the velocity distribution obtained by the velocity tomography. The effects of velocity distribution used for the analysis on the reconstructed image of Q-value are investigated by numerical simulation. The effects of change in frequency during propagation are also taken into account.

The second method uses the time information of first break waveform based on a rise time principle, which was proposed first by Gladwin and Stacey (1974). This method uses the linear relation between the rise time (or the pulse width) and travel time. It is expected to be a stable, simple and rapid inversion method for attenuation characteristics.

These tomography methods are applied to the data obtained by the field measurement of *in situ* rock mass in a mine. The reconstructed images of the distribution of both P-wave velocity and Q-value show the good agreement with the results of laboratory experiments of rock samples and those of geological observations of the side wall of the gallery. Faults and fractured zones across the observation area are detected and the existence of mineral deposits is indicated. It is concluded that these seismic tomography methods are very useful tool for the evaluation of *in situ* rock mass.

目次

Abstract	i
第1章 緒論	1
1.1 本研究の目的	1
1.2 従来の研究の概観及び本研究の位置づけ	2
1.3 本論文の構成と内容の概説	4
第I編 低速度薄層の存在がP波に及ぼす影響に関する研究	9
第2章 単一の低速度薄層がP波に及ぼす影響	11
2.1 緒言	11
2.2 亀裂面でのP波の透過、反射に関するモデル実験	11
2.3 多重反射波を考慮した数値シミュレーションによる検討	17
2.4 結言	22
第3章 多数の低速度薄層からなる低速度帯がP波に及ぼす影響	23
3.1 緒言	23
3.2 室内モデル実験による検討	23
3.3 多層構造媒質のP波伝播の数値シミュレーションによる検討	29
3.3.1 モデル実験結果との比較	29
3.3.2 低速度薄層の層厚の合計が一定なモデル	30
3.3.3 層厚及び層数が等しい低速度層が多数存在するモデル	39
3.4 結言	42
第4章 亀裂岩盤のRQDとP波速度との関係に関する数値シミュレーション	43
4.1 緒言	43
4.2 数値シミュレーションの方法及び亀裂岩盤のモデル	44
4.3 岩盤内の亀裂の状態とP波速度との関係	46
4.3.1 亀裂の分布状態がP波速度に与える影響	47
4.3.2 亀裂の数がP波速度に与える影響	49
4.3.3 亀裂の幅がP波速度に与える影響	51

4.3.4 岩石の性質の変化がP波速度に与える影響	53
4.4 結言	56
第5章 粘性による減衰及び低速度薄層の存在による減衰がP波に及ぼす影響	58
5.1 緒言	58
5.2 低速度薄層及び粘性減衰の影響の数値シミュレーション	58
5.3 粘性媒質内での亀裂の影響の数値シミュレーション	64
5.4 岩石及び岩盤内でのP波の減衰特性に関する検討	66
5.4.1 岩盤内での弾性波の減衰の測定	66
5.4.2 岩石内での弾性波の減衰の測定	71
5.4.3 亀裂岩盤のシミュレーション	74
5.5 結言	76
第6章 高分解能探査のための高周波数探査システムの開発	78
6.1 緒言	78
6.2 高周波数探査システムの構成	78
6.2.1 高周波数震源	78
6.2.2 高周波数測定システム	79
6.3 室内実験による高周波数探査システムの検討	79
6.3.1 測定システムの概要及び実験方法	79
6.3.2 実験結果及び考察	81
6.4 多段発震の可能な孔内爆発震源の開発	83
6.4.1 多段発震の可能な孔内爆発震源の概要	85
6.4.2 現位置実験の概要	86
6.4.3 同期加算処理の適用性に関する検討	88
6.4.4 震源の特性に関する検討	99
6.5 結言	103
第II編 現位置岩盤調査への弾性波トモグラフィの適用に関する研究	105
第7章 弾性波速度トモグラフィの現位置岩盤調査への適用	107
7.1 緒言	107
7.2 現地実験の概要	108
7.3 初動走時データの作成	109

7.3.1	初動の読み取り	109
7.3.2	初動走時の補正及びチェック	110
7.3.3	平面への投影	115
7.4	逆解析	118
7.4.1	選択的平滑化	118
7.4.2	反復回数及びパラメータ ϵ の決定	119
7.5	解析結果及び考察	121
7.6	結言	125
第8章	弾性波の初動振幅を利用した減衰トモグラフィ	127
8.1	緒言	127
8.2	理論及び計算方法	127
8.3	計算機シミュレーションによる検討	130
8.3.1	透過損失などによる振幅の変化の除去	130
8.3.2	速度分布の精度が解析結果に与える影響	132
8.4	現地実験で得られたデータへの適用	135
8.4.1	現地実験の概要	135
8.4.2	解析方法	136
8.4.3	観測された振幅データの補正	136
8.4.4	初期振幅の妥当性の検討	139
8.4.5	使用するデータの選択	140
8.4.6	透過損失などの影響の除去	142
8.4.7	周波数の推定方法	143
8.5	解析結果及び考察	145
8.5.1	速度トモグラフィ解析	145
8.5.2	初動振幅を利用した減衰トモグラフィ解析	145
8.5.3	振幅スペクトルを利用した減衰トモグラフィ解析	146
8.5.4	解析結果の検討及び考察	149
8.6	結言	152
第9章	弾性波の初動波形形状を利用した減衰トモグラフィ	154
9.1	緒言	154
9.2	粘性媒質内での弾性波の伝播特性	154

9.3	初動波形形状を用いた減衰特性の推定	156
9.3.1	理論計算による検討	156
9.3.2	室内モデル実験による検討	160
9.4	トモグラフィ解析への応用	165
9.4.1	トモグラフィ解析の手法	165
9.4.2	数値シミュレーションによる検討	166
9.5	現位置での観測データへの適用	166
9.5.1	現地実験の概要	166
9.5.2	伝播に伴う観測波形の変化の検討	168
9.5.3	トモグラフィ解析	172
9.5.4	考察	172
9.6	結言	176
第10章	結論	178
	謝辞	181
付録A	多層構造媒質内でのP波伝播のモデリング	182
A.1	z変換領域における方法	182
A.2	周波数領域における方法	185
付録B	トモグラフィの逆解析方法	187
B.1	逆投影法 (BPT)	187
B.2	同時反復法 (SIRT)	187
B.3	最小二乗反復法 (ILST)	188
付録C	弾性波トモグラフィによる現位置岩盤調査のケーススタディ	191
C.1	緒言	191
C.2	現位置岩盤調査の概要	191
C.3	弾性波速度トモグラフィ解析	193
C.4	初動振幅を利用した弾性波減衰トモグラフィ	196
C.5	振幅スペクトルを利用した弾性波減衰トモグラフィ	197
C.6	初動波形形状を利用した弾性波減衰トモグラフィ	197
C.7	解釈及び考察	202
C.8	結言	205

第1章 緒論

1.1 本研究の目的

岩盤は土木構造物の基礎として古くから利用されており、土木構造物が大型化する現在に至ってますますその重要性を増している。また、利用可能な新しい空間として地下空間に対する需要が高まっており、環境問題や景観保全の観点からもその有効な利用が期待されている。これらの場合において岩盤は構造物基礎の支持材として、また、構造物そのものを構成する構造材料として大きな役割を果たす。従って、岩盤の工学的利用の観点からは岩盤の持つ諸性質のうち強度が最も重要な問題となる。ところが、岩盤の強度は岩石自体の強度よりも、その中に存在する不連続面の数や物理的性質に大きく影響される。例えば、岩盤内部に亀裂密度が高い部分や破砕帯が存在していると岩盤強度は大きく低下する。従って、不連続面の存在を検出し、それらの位置や物理的性質、岩盤強度に及ぼす影響などを把握することは岩盤構造物の設計、施工、保守の各段階において非常に重要である。

また、近年クリーンなエネルギーとして地殻熱エネルギーの有効利用が期待されている。地殻熱エネルギーの抽出システムとしては、地下の亀裂や破砕帯を熱交換面として熱エネルギーを抽出し、温水あるいは蒸気として地上に回収する方法が主流である。地下の高温岩体内に存在する亀裂や破砕帯は熱交換面として重要であるほか、回収効率に大きな影響を及ぼす逸水などの問題にも深くかかわっている。従って、抽熱システムの設計及び維持管理のためには、地下深部の亀裂の状態を知ることが必要になる。

岩盤内の不連続面を遠隔的に調査するためには物理探査が欠くことのできない技術であり、その最も有効な手法の一つとして弾性波を利用する方法がある。不連続面に充填している材料（水または粘土など）とその周囲の岩石とでは密度や弾性定数などにかなりの差があり、両者の弾性波伝播特性すなわち弾性波速度や音響インピーダンスが大きく異なる。従って、亀裂や破砕帯で弾性波の反射が生じるほか、亀裂密度の高い部分や破砕帯を弾性波が通過すると弾性波の波形、振幅、伝播速度などが破砕帯の性状に応じて変化する。従って、これらをとらえることにより岩盤の状態を知ることが可能になる。歴史的には弾性波速度が実用的な岩盤評価の指標として広く利用されている。振幅や波形などの弾性波のもつその他の情報も利用して、さらに高精度な現位置岩盤の破砕帯調査や岩盤評価を行うためには、亀裂や破砕帯などの不連続面が存在している岩盤内での弾性波伝播特性を理解することが最も重要となる。

近年、地下の物性値の分布を2次元的に画像化するジオトモグラフィに関する研究が盛んに行われている。トモグラフィ技術は医療分野でのX線CTとして開発、実用化が進め

られ、大きな成果をあげた技術である。これを地下探査に応用した技術を総称してジオトモグラフィと呼んでおり、エネルギー媒体として弾性波を利用する弾性波トモグラフィについての研究が最も進んでいる。従来は、弾性波探査によって得られる弾性波速度、減衰特性などの物性値は測線上での平均値として求められていたが、弾性波トモグラフィを利用することによりこれらの物性値の2次元的な分布を得ることができる。従って、この手法は岩盤内部の亀裂の分布の詳細なマッピングや岩盤評価に大いに有効であると考えられる。

本研究は、直達P波を利用した現位置岩盤の高精度調査及び評価のために、不連続岩盤内のP波伝播特性の把握及び弾性波トモグラフィの適用について研究を行ったものである。

岩盤内に存在する不連続面は、一般にそのスケールにより小さい方から順に、次のように分類される[1]。

- (1) 微細亀裂（マイクロクラック）、(2) パーティンク、(3) 節理、(4) シーム、
- (5) 断層、(6) 破砕帯、(7) 構造線

不連続面の一般的な呼称として亀裂、割れ目という用語が用いられているが、これらの用語の厳密な使い分けの定義はなく、混同して用いられている場合も見受けられる。本研究で取り扱う不連続面は、通常の弾性波探査で使用する波長域の波動により評価が可能であり、かつ、現位置岩盤を対象とした場合にその影響が問題となる(3)から(6)に対応する不連続面である。すなわち、幅0.5~5 mm程度の水あるいは粘土などが充満した割れ目及び幅数m程度までの破砕帯などの不連続面である。

1.2 従来の研究の概観及び本研究の位置づけ

弾性波を利用した現位置岩盤調査は古くから実施されている。亀裂調査にはS波が有効であるという最近の研究[2]もあるが、現位置岩盤調査においては、測定の容易さと現象の理解の容易さから伝統的にP波、特にP波速度が利用されている。現位置でのP波速度測定に関しては古くから膨大なデータの蓄積があり、旧国鉄、道路公団、電力中央研究所などが提唱する岩盤分類法の分類要素としてP波速度が利用されている[3]。しかし、P波速度以外の情報は一般的にはあまり利用されていないのが現状である。佐々ら[4]はP波速度と振幅とを併用した鉾山の岩盤監視を行っている。また、King et al.[5]はP波及びS波の速度と減衰とを利用した岩盤調査を行っている。

本研究の第I編においては、亀裂岩盤のP波伝播特性について研究を行っている。ここで取り扱う亀裂岩盤などのように、性質の異なる複数の媒質からなる複合材料内の波動の伝播現象を解明するための研究はこれまでに数多く行われてきている。これらの研究は、媒質のモデル化の方法及び対象とする構造のスケールと波動の波長（周波数）との関係の

取扱いに関して、大きく2つに大別することができる。すなわち、波線理論的アプローチと弾性論的アプローチである。

波線理論的アプローチは、幾何光学理論に基づき、波動の伝播特性を波線経路上の物性値の線積分で表現する方法である。この方法は、構造と比較して波動の波長が短い場合に成立する短波長（高周波数）近似である。波線理論は反射法地震探査において広く利用されているほか、弾性波トモグラフィの基本概念にもなっている。Wyllie et al.[9]は、不連続媒質、多孔性媒質を模擬した実験の結果から弾性波速度に関する時間平均式を提唱したが、これは波線理論的方法の適用と考えることができる。

一方、弾性論的アプローチは、均質媒質中に波長に比べて十分に小さい球状や円板状のクラックが存在する場合に、それらの影響を等価な材料特性を持つ連続な弾性体で表現する方法であり、長波長（低周波数）近似である。例えばO'Connell and Budianski[7]、Nishizawa[8]などは、岩石中のマイクロクラックの存在による弾性定数の変化を理論的あるいは計算的に導いている。Hudson[9]はマイクロクラックの存在による波動の散乱の影響を弾性定数の変化として表現し、それに起因する弾性波速度の変化及び波動の減衰、クラックの配向性によって生じる伝播特性の異方性などについて論じている。

本研究で取り扱う規模の不連続面を対象とした弾性波による現位置岩盤調査の場合は、短波長近似と長波長近似の中間の波長の領域に該当する。この領域では亀裂内部の波動の透過、亀裂によって生じる波動の散乱、亀裂相互の影響や波動の干渉などによって波動の伝播現象が複雑になり、これらの影響をすべて取り入れたモデル化は困難である。比較的長波長領域においては波動論に基づいた亀裂による波動の散乱現象の研究も行われている[10, 11]。中間の波長領域においては、例えばFehler and Aki[12]、Coutant[13]などの波動論を利用した数値解析による波動の散乱現象に限定して取り扱った研究が見られる程度である。

本研究ではこの問題へのアプローチの手がかりとして、波動の波長に比べて亀裂の長さが長い場合を考え、亀裂を均質媒質内に存在する薄い平行層であるとみなしてモデル化を行っている。このように亀裂を薄層あるいは一種の境界面とみなしたモデル化の方法の一つにShoenberg[14]の提唱したリニアスリップインターフェイスモデルがある。また、Fehler[15]は亀裂を薄い粘性流体層としてモデル化している。

第II編においては、弾性波トモグラフィの現位置岩盤の亀裂調査への適用について研究を行っている。弾性波トモグラフィの研究で最も先駆的なものにBois et al.[16]、Aki and Lee[17]の研究がある。弾性波トモグラフィには波線理論に基づく方法と散乱理論に基づく方法（例えば[18]）とがあるが、一般に前者が広く使用されている。また、弾性波トモグラフィは目的とする物性値の違いにより、初動走時を利用する速度トモグラフィ（例えば

[19])と、初動振幅や振幅スペクトルなどを利用する減衰トモグラフィ(例えば[20])とに大別される。従来の弾性波探査においてはP波速度が主として利用されていたこともあって、前者の方法についてはこれまでに多くの研究がなされており、すでに実用化されている。従って、弾性波トモグラフィという語が波線理論に基づいた速度トモグラフィという意味で使用されることも多い。一方、後者については研究が遅れており、実際の適用例もまだ少ない。

弾性波トモグラフィの解析手法としては、積分方程式を離散化近似して数値的に解く方法が主流である。速度トモグラフィの場合には、方程式が非線形になるため、波線追跡による順解析と線形最小二乗法などによる逆解析とを組み合わせた反復法が採用される。

現在、弾性波トモグラフィの適用範囲は鉱床探査、石油、土木、地熱、非破壊検査など非常に広範囲にわたっており、多くの研究者によって熱心な研究開発が行われている。また、その研究内容は、効果的な波線追跡法や逆解析手法のアルゴリズムの開発に関する理論的研究、計算機モデルシミュレーションあるいは物理モデル実験による研究、フィールド調査による事例研究など多岐にわたっている。弾性波トモグラフィの期待される適用方法の一つとして岩盤内の亀裂調査があり、Wong et al.[21]を始めとする研究が行われている。また、これまでの研究の進展を受けて International Society for Rock Mechanics (ISRM) がデータ取得から解析までの指針[22]を発表している。

1.3 本論文の構成と内容の概説

本論文は2編10章から構成され、第2章から第6章までが第I編、第7章から第9章までが第II編である。第I編においては、岩盤内に存在している不連続面を非常に薄い低速度薄層として取り扱い、亀裂岩盤内のP波伝播特性を明らかにすることを試みている。第II編においては、地下の物性値の分布を画像化する技術である弾性波トモグラフィを現位置岩盤の亀裂・破碎帯調査に適用するための解析手法の開発及び適用性の評価について研究を行っている。

以下に各章の概説を行う。

第2章[23]においては、媒質内に単一の低速度薄層が存在する場合に、その存在がP波の波形、振幅、走時などに及ぼす影響について室内モデル実験によって検討するとともに、数値シミュレーションを行ってP波伝播のメカニズムを明らかにしている。

第3章[24, 25]においては、媒質内に多数の低速度薄層からなる低速度帯が存在する場合に、低速度帯の性質がP波の波形、振幅、走時などに及ぼす影響を室内モデル実験によって検討している。また、 z 変換領域における数値シミュレーション手法を用いてP波伝播

のモデリングを行い、時間平均式の妥当性、入射波の周波数の影響などについても検討している。

第4章[26]においては、第3章で開発した数値シミュレーション手法を用いて、岩盤内の亀裂の分布状態、亀裂数、亀裂幅、岩石の性質とP波速度との関係について検討し、亀裂岩盤を評価する指標の1つであるRQDとP波速度との関係について検討している。

第5章においては、亀裂の存在による減衰と粘性による減衰とが波動に及ぼす影響について数値シミュレーションによって比較検討を行っている。また、粘性媒質内での亀裂の存在がP波に及ぼす影響について、現地実験、室内コア実験[27]及び数値シミュレーションによって、媒質の減衰特性を表すパラメータであるQ値に関する検討を行っている。

第6章においては、微細な亀裂の存在を探査するための高い分解能を有する探査方法として、高周波数の波動を利用する探査システムの開発を試みている。室内モデル実験及び現地実験によって高周波数震源及び高周波数受振システムの評価を行っている。

第7章[28]においては、現位置岩盤を対象として取得された実測データの弾性波速度トモグラフィ解析を行い、精度のよい解析結果を得るために必要なデータ処理方法について検討している。また、解析結果と室内コア測定、地質状況などとの比較から弾性波速度トモグラフィの適用性について検討している。

第8章[29, 30]においては、P波の初動振幅を利用する減衰トモグラフィについて、透過損失などが振幅に及ぼす影響及び伝播に伴う周波数の変化の影響を考慮した解析手法を開発している。さらに、この方法を現位置測定データのデータに適用し、その結果から岩盤の亀裂調査に対する有効性について検討している。

第9章[31]においては、処理の簡便な減衰トモグラフィとしてP波の初動波形形状を利用する手法を新たに開発している。また、現位置測定データへの適用例からその有効性について検討している。

参考文献

- [1] 菊地宏吉(1990): 地質工学概論, 81.
- [2] Crampin, S. (1985): Evaluation of anisotropy by shear-wave splitting, *Geophysics*, 50, 142-152.
- [3] 物理探査学会(1990): “土と岩”の弾性波速度 — 測定と利用 —, 157-162.
- [4] 佐々宏一, 南光宣和, 渋谷隆雄(1982): 弾性波を利用する岩盤監視, *日本鉱業会誌*, 98, 927-931.
- [5] King, M. S., Myer, L. R. and Rezowalli, J. J. (1986): Experimental studies of elastic-

- wave propagation in a columnar-jointed rock mass, *Geophys. Prosp.*, **34**, 1185-1199.
- [6] Wyllie, M. R. J., Gregory, A. R. and Gardner, L. W. (1956): Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media, *Geophysics*, **21**, 41-70.
- [7] O'Connell, R. J. and Budiansky, B. (1974): Seismic velocities in dry and saturated cracked solids, *J. Geophys. Res.*, **79**, 5412-5426.
- [8] Nishizawa, O. (1982): Seismic velocity anisotropy in a medium containing oriented cracks — transversely isotropic case, *J. Phys. Earth*, **30**, 331-347.
- [9] Hudson, J. A. (1981): Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **64**, 133-150.
- [10] Hirose, S. and Kitahara, M. (1991): Scattering of elastic waves by a crack with spring-mass contact, *Int. J. Num. Meth. Eng.*, **31**, 789-801.
- [11] 村井芳夫, 河原純, 山下輝夫 (1992): 2次元媒質中の亀裂群によるSH波の多重散乱 — 時間領域での厳密な波形合成 —, 第2回地下き裂のキャラクター化ワークショップ論文集, 70-74.
- [12] Fehler, M. and Aki, K. (1982): Numerical study of diffraction of plane elastic waves by a finite crack with application to location of a magma lens, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **68**, 573-598.
- [13] Coutant, O. (1989): Numerical study of the diffraction of elastic waves by fluid-filled cracks, *J. Geophys. Res.*, **94**, 17805-17818.
- [14] Schoenberg, M. (1980): Elastic wave behavior across linear slip interface, *J. Acoust. Soc. Am.*, **68**, 1516-1521.
- [15] Fehler, M. (1982): Interaction of seismic waves with a viscous liquid layer, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **72**, 55-72.
- [16] Bois, P., Laporte, M., Laverne, M. and Thomas, G. (1971): Essai de détermination automatique des vitesses par mesures entre puits, *Geophys. Prosp.*, **19**, 43-83.
- [17] Aki, K. and Lee, W. H. K. (1976): Determination of three-dimensional velocity anomalies under a seismic array using first P-arrival times from local earthquakes — I. A homogeneous initial model, *J. Geophys. Res.*, **81**, 4381-4389.
- [18] Devaney, A. J. (1984): Geophysical diffraction tomography, *IEEE, Trans. on Geosci. Remote Sensing*, **GE-22**, 3-13.
- [19] Dines, K. A. and Lytle, R. J. (1979): Computerized geophysical tomography, *Proc. IEEE*, **67**, 1065-1072.

- [20] Ward, R. W. and Young, C.-H. (1980): Mapping seismic attenuation within geothermal systems using teleseisms with application to the Geysers-Clear Lake region, *J. Geophys. Res.*, **85**, 5227-5236.
- [21] Wong, J., Hurley, P. and West, G. F. (1983): Crosshole seismology and seismic imaging in crystalline rocks, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 686-689.
- [22] ISRM Commission on testing methods (1988): Suggested methods for seismic testing within and between boreholes, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, **25**, 447-472.
- [23] 佐々宏一, 渡辺俊樹 (1988): 低速度薄層の存在が弾性波に及ぼす影響について, *日本鉱業会誌*, **104**, 7-10.
- [24] 渡辺俊樹, 佐々宏一, 芦田譲, 岸本宗丸 (1989): 多数の薄層からなる低速度帯がP波に及ぼす影響に関する研究, *物理探査*, **41**, 75-81.
- [25] Watanabe, T., Sassa, K., Ashida, Y. and Kishimoto, M. (1989): Effects of low velocity zone consisting of multiple thin layers on P wave, *Abstr. SEG/UEG Beijing(89) Intern. Symp. on Exploration Geophysics*, 230-236.
- [26] 渡辺俊樹, 佐々宏一 (1990): 亀裂岩盤のRQDとP波速度との関係に関するシミュレーション, *資源と素材*, **106**, 331-335.
- [27] 渡辺俊樹, 佐々宏一 (1990): 岩石及び岩盤内での弾性波の減衰に関する実験的研究, *資源・素材学会1990年春季大会研究・業績発表講演要旨集*, 323-324.
- [28] 渡辺俊樹, 佐々宏一 (1991): 弾性波速度トモグラフィの現位置岩盤調査への適用, *資源と素材*, **107**, 953-958.
- [29] 渡辺俊樹, 佐々宏一 (1992): 弾性波の初動振幅を利用した減衰トモグラフィ, *物理探査*, **45**, 10-21.
- [30] Watanabe, T. and Sassa, K. (1991): In-situ rock testing by seismic tomography, *Proc. ISRM 7th Intern. Congress*, **1**, 651-656.
- [31] 渡辺俊樹, 佐々宏一 (1993): 弾性波の初動波形形状を用いた減衰特性の推定とそのトモグラフィへの応用, *物理探査*, **46**, 25-35.

第 I 編

低速度薄層の存在が P 波に及ぼす影響に関する研究

第2章 単一の低速度薄層がP波に及ぼす影響

2.1 緒言

弾性波を用いる現位置岩盤の破砕帯調査や岩盤評価に際しては、亀裂や破砕帯が存在している岩盤内での弾性波伝播特性をあらかじめ把握しておくことが重要となる。弾性波を利用した岩盤評価のための指標としては、伝統的にP波速度が主として用いられている。また、岩盤のP波速度は、計測区間内に存在している亀裂の厚さが厚いほど、また亀裂の数が多いほど小さくなる。そこで、亀裂岩盤は現位置における岩盤のP波速度と岩石試料のP波速度との比[1]によっても評価される。岩石と亀裂を充填している水や粘土というように、複数の異なる媒質で構成されている複合媒質のP波伝播特性については、Wyllie et al.[2]が時間平均速度の概念を提唱している。しかし、亀裂を含む岩盤のP波速度の定量的解釈に時間平均速度の概念を適用すると亀裂の影響が過大に評価されることが指摘されている[3]。

井上ら[4]によると波動の振幅は速度よりも媒質の変化に敏感である。従って、振幅を利用することによってより詳細に亀裂の状態を調査できると期待されるが、現状では振幅はまだあまり利用されていない。岩盤内での弾性波伝播特性に関する定性的な検討はすでに実施されているが、振幅や波形なども含めて定量的に検討した研究はそれほど多くない。

本章では、岩盤内の亀裂を低速度薄層としてモデル化し、媒質内に単一の低速度薄層が存在する場合に、薄層における波動の反射特性及び透過特性についてモデル実験によって検討した。さらに、数値シミュレーションを行い、反射波及び透過波がどのように形成されているかについて検討した。

2.2 亀裂面でのP波の透過、反射に関するモデル実験

媒質の密度とP波伝播速度との積で表される音響インピーダンスが異なる媒質の境界面に波動が入射した場合には、境界面で反射波と透過波とが発生する。この場合の反射波及び透過波の振幅は媒質の音響インピーダンスによって定められる。従って、媒質の異なる薄層が存在する場合にも反射波と透過波とが発生する。岩盤内の亀裂や割れ目には通常水や粘土が充填しているため、単一の亀裂を含む岩盤を、亀裂の両側の岩石部分及びそれらには含まれている薄い平板状の低速度薄層部分としてモデル化することができる。そこで、P波の波長に比してその厚さが薄い低速度薄層の存在がP波に及ぼす影響について、簡単な1次元モデルを用いてモデル実験を行った。

実験材料としては、アルミニウム及びアクリル酸樹脂を使用した。アルミニウムの密度

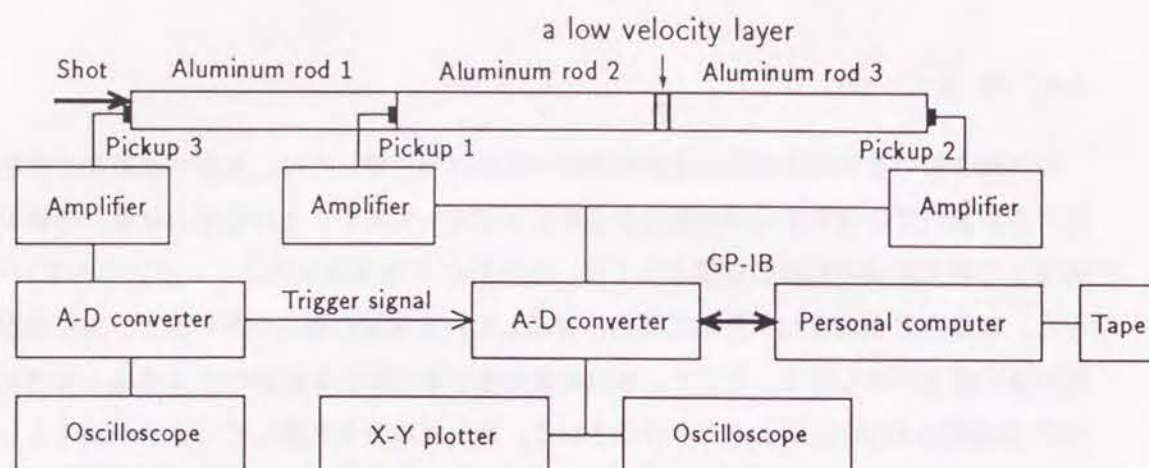


Fig. 2.1: Configuration of the model experiment.

及びP波速度は新鮮な硬い岩石のそれらとほぼ等しく、また、アクリル酸樹脂の密度及びP波速度は、ともにアルミニウムのそれらと比較してかなり小さい。従って、アルミニウムを岩石、アクリル酸樹脂を低速度薄層とみなした低速度薄層を1枚含む岩盤モデルを作成した。なお、実測したアルミニウム及びアクリル酸樹脂の密度はそれぞれ 2.7 g/cm^3 、 1.2 g/cm^3 であり、P波速度はそれぞれ 5250 m/s 、 2370 m/s であった。

Fig. 2.1 に実験装置を示した。直径 5 cm 、長さ 2 m のアルミニウム棒3本をその軸が一直線上に並ぶように縦に配置し、アルミニウム棒2の端面と棒3の端面との間にアクリル酸樹脂製の円盤をはさみ込んだ。アルミニウム棒の端面どうし、及びアルミニウム棒の端面とアクリル酸樹脂板との間には薄くグリースを塗布して密着させた。このモデルに、Fig. 2.1に示すように小型の圧電型加速度計（新日本測器製 540-B、直径 10 mm 、厚さ 11 mm 、固有振動数 54.6 kHz ）を3カ所に接着剤を用いて固定した。アルミニウム棒1と2との接合面は中心に加速度計が取り付けられるように加工した。

実験に際しては、棒1の端面を軽く打撃してP波をアルミニウム棒内へ送り込み、加速度計1で低速度薄層への入射波及び低速度薄層からの反射波を、加速度計2で透過波を測定した。加速度計からの出力信号はバンドパスフィルタ付増幅器（SONY TEKTRONIX 製 AM502）に通し、 $1 \sim 10 \text{ kHz}$ の成分を 1000 倍に増幅した後、AD変換器（SONY TEKTRONIX 製 390AD）によってサンプリング周波数 1 MHz でAD変換した。得られたデータはパーソナルコンピュータ（HEWLETT PACKARD 製 9845B）により磁気テープに記録した。

Fig. 2.2 に加速度計1で測定した入射波の波形を示した。入射波は卓越周波数が約 3 kHz

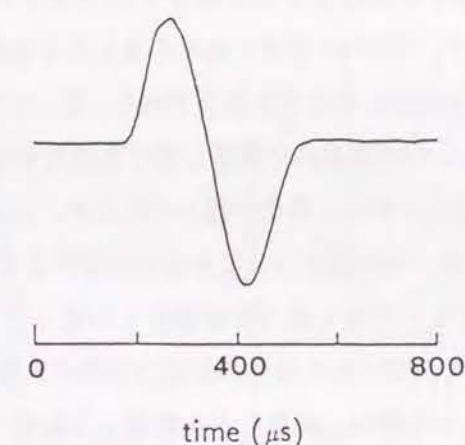


Fig. 2.2: An example of the waveform of the incident wave measured by pickup 1.

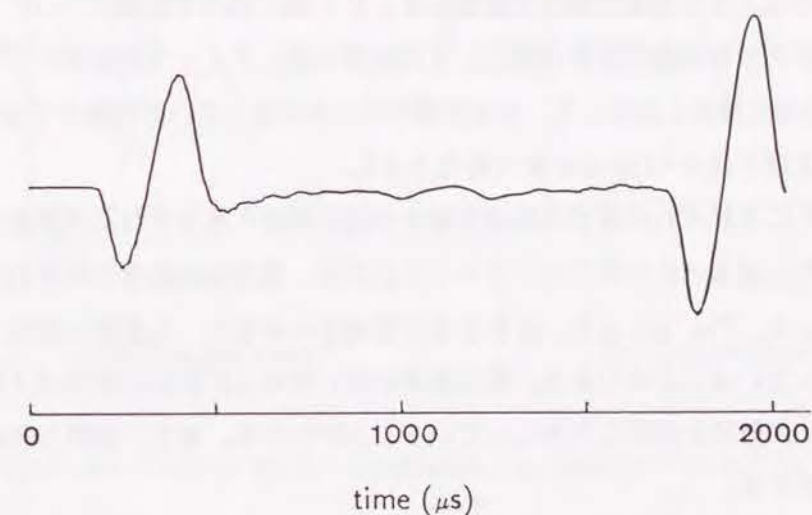


Fig. 2.3: An example of the waveform measured by pickup 3.

の正弦波状のパルス波で、アルミニウム内での波長は約 1.8 m 、アクリル酸樹脂内での波長は約 0.8 m である。

アルミニウム棒1と2との接合面で反射波が発生すれば、棒2と3との間に挟み込んだ低速度薄層からの反射波を加速度計1で正確に測定することができない。そこで、本実験に先立ち、棒1と2との接合面で反射波が発生していないことを確認する実験を行った。実験装置からアルミニウム棒3と低速度層とを取り除き、打撃面に接着した加速度計3で振動の記録を行った。

Fig. 2.3 に、加速度計3で観測された波形の一例を示した。 $200 \mu\text{s}$ 付近に初動の見られる一番左の波形が端面を打撃した際に発生した打撃面の振動波形、すなわち入射波の波形

である。打撃面から棒2の端面までの距離は4 m であるから、反射波が到達するには約1500 μs 要する。従って、1700 μs 付近に初動の見られる右端のほぼ同じ形をした波形が棒2の端面からの反射波の到達による振動波形である。従って棒1と2との接合面からの反射波があるとすれば、1/2の時間遅れで到達しなければならない。Fig. 2.3 に示した記録では、900~1200 μs 付近にわずかな変化が認められるが、この程度であれば無視することができる。従って、加速度計1で薄層からの反射波を測定することができていることが確認された。

アルミニウム棒1と2との接合面は加速度計1が取り付けられるように加工してある。そのため、加速度計1で測定された波動の振幅は実際の入射波の振幅とは異なる。そこで、両者の関係を実験によって調べ、減衰などを考慮して振幅の補正値を算出した。本実験においては、加速度計1で測定された波動の振幅をこの値を用いて補正し、入射波の振幅を求めた。

本実験では、主に低速度薄層の層厚の変化がP波に及ぼす影響について調べた。厚さの異なるアクリル酸樹脂円板を作成し、その端面に薄くグリースを塗布してアルミニウム棒2と3との間に挿入し圧着して、低速度薄層が1枚存在している岩盤モデルを作成した。低速度薄層の厚さは3~150 mm まで変化させた。

Fig. 2.4 にそれぞれの厚さの低速度層モデルの場合に観測された反射波及び透過波の波形を示した。なお、この図では、すべての反射波、透過波の振幅の相対的な大小関係は保持されている。Fig. 2.4 より、反射波及び透過波の波形は、入射波の波形と比較して明らかに変化していることがわかる。特に層厚が薄い場合の反射波の波形は3個のピークを有しており、入射波とはかなり異なっていることがわかる。また、振幅も大きく変化していることがわかる。

Fig. 2.5 に反射波及び透過波の振幅比と層厚との関係を示した。振幅比はそれぞれの波動の振幅と入射波の振幅との比である。入射波には正負2つのピークがあるため、それぞれの波動の第1ピーク、第2ピークについて振幅比を求めた。反射波の振幅は層厚が小さい場合には0に近く、層厚の増加とともに増加するのに対し、透過波の振幅は1からしだいに減少しており、相反する挙動を示すことがわかる。

Fig. 2.6 に反射波及び透過波の波形幅の層厚による変化を示した。波形幅は初動の立ち上がりから第1ピークを過ぎ振幅が0になるまでの時間で表し、これをゼロ時間と呼ぶことにする。図には反射波及び透過波のゼロ時間と入射波のゼロ時間との比をとって示した。Fig. 2.6 より、反射波の波形幅は入射波の波形幅よりも小さく、層厚の増加とともに増加し1に近づくこと、透過波の波形幅は入射波の波形幅より大きく、一旦増加した後減少し、1に近づくことがわかる。

実験の結果、低速度薄層での反射波及び低速度薄層を透過してきた透過波の振幅及び波

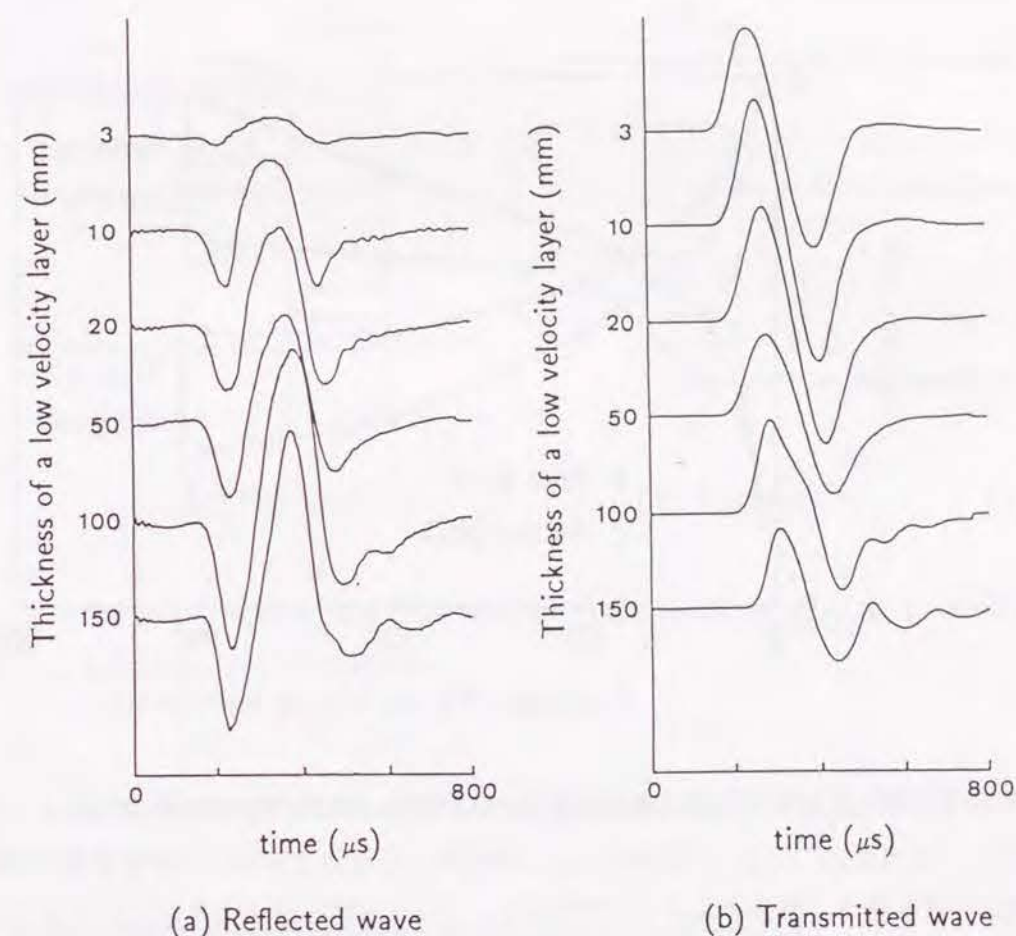


Fig. 2.4: Waveforms obtained by the experiment. (a) Reflected wave. (b) Transmitted wave.

形は低速度薄層の厚さによって変化することが明らかになった。

音響インピーダンスの異なる媒質の境界面での反射、透過においては、理論的には波形は変化せず、反射波及び透過波の波形は入射波の波形と等しい。しかし、本実験の岩盤モデルのように1枚の低速度薄層が存在している場合には、音響インピーダンスの異なる媒質の境界面は2つ存在している。すなわち、アルミニウム棒2とアクリル酸樹脂との接合面と、アクリル酸樹脂とアルミニウム棒3との接合面とであり、それぞれの境界面で反射波と透過波とが発生する。従って、薄層からの反射波は、薄層の両側の境界面での反射波と薄層内で多重反射した後反射してくる波動との重畳によって形成されていると考えられる。同様に、薄層を透過する透過波は、境界面で反射せず透過のみを繰り返して透過した波動と、薄層内で多重反射した後透過してくる波動との重畳によって形成されていると考

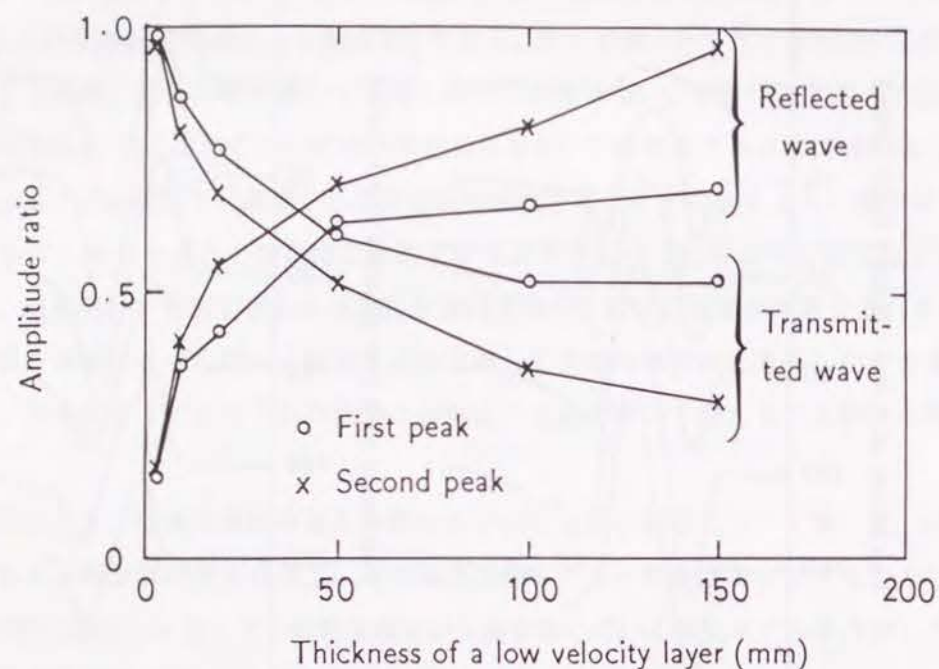


Fig. 2.5: Amplitude ratio versus thickness of a low velocity layer.

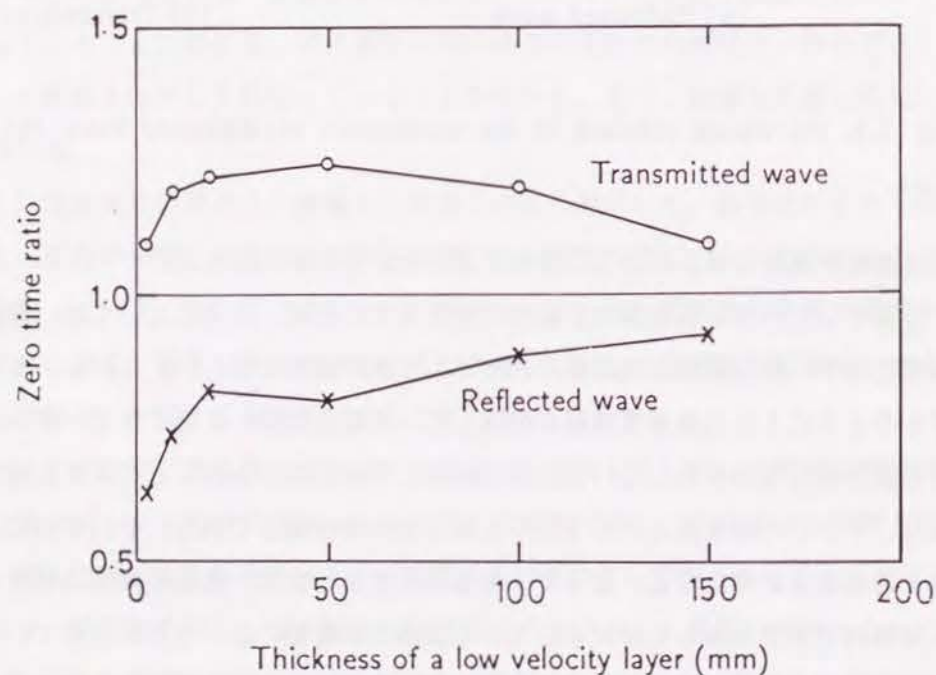


Fig. 2.6: Zero time ratio versus thickness of a low velocity layer.

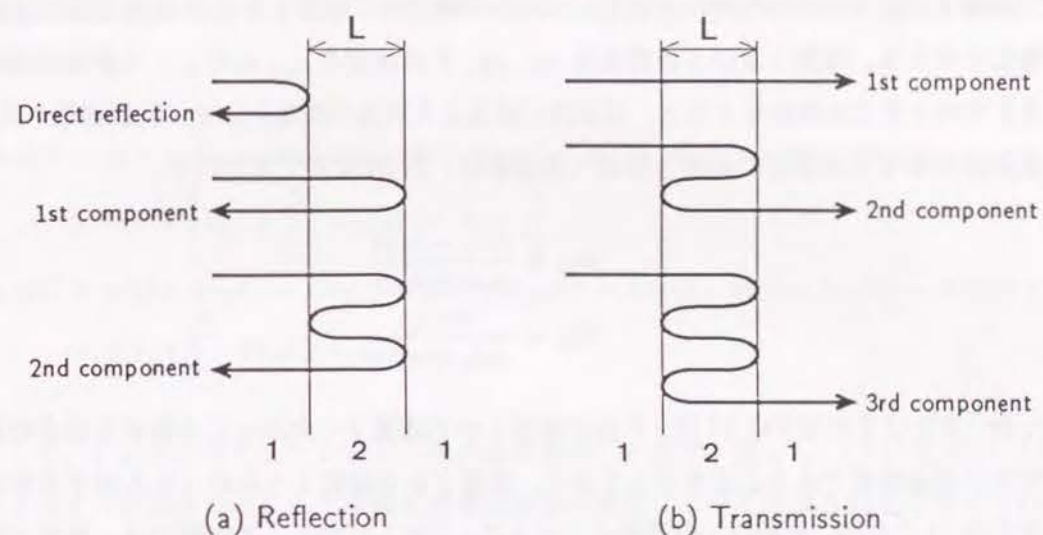


Fig. 2.7: Schematic view of the reflection and transmission of wave at a sandwiched layer. (a) Reflection. (b) Transmission.

えられる。

佐々ら[3]は、亀裂を含む岩盤のP波速度の定量的解釈に時間平均速度の概念を適用すると亀裂の影響が過大に評価されることを指摘した。その理由として、岩盤評価のために使用されるP波の波長が亀裂の厚さよりかなり長い場合、亀裂を透過した透過波の波形が、岩石と亀裂内に存在している物質（水、粘土）との境界面で一度も反射することなく通過する波動と、亀裂内で多重反射したのち透過する多数の多重反射波との重畳によって形成されるためであると推論している。そこで、この推論について検討するために簡単な数値シミュレーションを実施した。

2.3 多重反射波を考慮した数値シミュレーションによる検討

単一の薄層の存在によって発生する反射波及び透過波は、Fig. 2.7に波線を利用して模式的に示したように、各境界面での多重反射波の重畳によって形成されていると推論することができる。そこで、この考えをもとに簡単な数値シミュレーションを行い、実験結果との比較を行った。

密度とP波速度との積である音響インピーダンスの異なる2種の材料の境界面に波動が垂直に入射した場合に発生する反射波と透過波の振幅は、境界面において変位及び応力は連続であるという境界条件を用いて理論的に求められ、媒質の音響インピーダンスのみの関数となる。

音響インピーダンスの異なる媒質1と2との境界面に媒質1からP波が垂直に入射する場合を考える。媒質1及び2の密度を ρ_1 、 ρ_2 、P波速度を c_1 、 c_2 とし、入射波の進行方向を正方向とする座標軸をとると、反射波の振幅と入射波の振幅との比（反射係数） R_{12} 及び透過波の振幅と入射波の振幅との比（透過係数） T_{12} は次式で表される。

$$R_{12} = \frac{\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \quad (2.1)$$

$$T_{12} = \frac{2\rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \quad (2.2)$$

なお、 R 及び T の添字の12は、P波が媒質1から媒質2へ向かって入射する場合の反射係数及び透過係数であることを示しており、媒質2から媒質1へ向かって入射する場合には添字は21となり、 ρ 及び c の添字は1が2に、2が1になる。本実験では、媒質1がアルミニウム、媒質2がアクリル酸樹脂である。それぞれの密度及びP波速度から計算した反射係数、透過係数はそれぞれ $T_{12}=1.67$ 、 $R_{12}=0.67$ 、 $T_{21}=0.33$ 、 $R_{21}=-0.67$ である。ここで、負の反射係数は位相の反転を表す。

媒質2からなる薄層の層厚を L とする。反射波の場合には、Fig. 2.7に示した媒質1と2との境界面での反射波、すなわち薄層内へ透過しない反射波の入射波に対する振幅比は R_{12} である。薄層内へ透過し層内で多重反射した後反射してくる波動のうち第 n 番目に到達する波動を第 n 成分と呼ぶことにする。第 n 成分の入射波に対する振幅比 A_{Rn} 、薄層内へ透過しない直接反射波に対する第 n 成分の遅れ時間 Δt_{Rn} は次式で与えられる。

$$A_{Rn} = T_{12} \cdot R_{21}^{2n-1} \cdot T_{21} \quad (2.3)$$

$$\Delta t_{Rn} = 2n \cdot L/c_2 \quad (2.4)$$

透過波の場合には、Fig. 2.7に示すように第 n 番目に到達する波動を第 n 成分と呼ぶことにすると、第1成分の入射波に対する振幅比は $T_{12} \cdot T_{21}$ 、層厚が0の場合に対する遅れ時間は L/c_2 である。第 n 成分の振幅比 A_{Tn} 、遅れ時間 Δt_{Tn} は次式で与えられる。

$$A_{Tn} = T_{12} \cdot R_{21}^{2(n-1)} \cdot T_{21} \quad (2.5)$$

$$\Delta t_{Tn} = (2n-1) \cdot L/c_2 \quad (2.6)$$

単位インパルス関数 $\delta(t)$ を次式で定義する。

$$\delta(t) = \begin{cases} 1 & (t=0) \\ 0 & (t \neq 0) \end{cases} \quad (2.7)$$

入射波の波形を $w(t)$ とすると、反射波の波形 $w_R(t)$ 及び透過波の波形 $w_T(t)$ は次式で表される。

$$\begin{aligned} w_R(t) &= w(t) * R_{12} + w(t) * A_{R1}\delta(t - \Delta t_{R1}) + w(t) * A_{R2}\delta(t - \Delta t_{R2}) + \dots \\ &= w(t) * \left[R_{12} + \sum_{n=1}^{\infty} A_{Rn}\delta(t - \Delta t_{Rn}) \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} w_T(t) &= w(t) * A_{T1}\delta(t - \Delta t_{T1}) + w(t) * A_{T2}\delta(t - \Delta t_{T2}) + w(t) * A_{T3}\delta(t - \Delta t_{T3}) + \dots \\ &= w(t) * \sum_{n=1}^{\infty} A_{Tn}\delta(t - \Delta t_{Tn}) \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、 $*$ はコンボリューション（畳み込み積分）を表す。従って、(2.8)式及び(2.9)式によって入射波をもとにして多数の多重反射波の重畳によって形成されると考えられる反射波及び透過波の波形を計算によって作成することができる。

Fig. 2.8に数値シミュレーションにより計算された波形とモデル実験により観測された波形とを対比して示した。計算にあたっては反射波、透過波の場合ともそれぞれ多重反射波の第5成分までを用いた。図では薄層の層厚がそれぞれ3、50、150 mmの場合について示した。Fig. 2.8より両者の波形はかなりよく一致していることがわかる。

また、Fig. 2.9に反射波及び透過波の振幅比と層厚との関係を実験結果と計算結果とを対比して示した。なお、横軸は低速度層厚と低速度層内での入射波の波長との比で表してある。Fig. 2.9より両者はほぼ一致していることがわかる。

数値シミュレーションの結果、層厚の変化に伴う反射波及び透過波の振幅、波形の変化は薄層内における多重反射波の重畳という考えで説明できることが明らかとなった。

ここでFig. 2.9より、層厚が無限小の場合には反射波及び透過波の振幅比はそれぞれ0及び1であることがわかる。すなわち、波長に比べて非常に薄い層が存在する場合には反射波は発生せず、波動は薄層を透過してしまう。これは薄い層の存在は波動に影響を及ぼさないこと、すなわち、弾性波探査によって検出できる層の厚さには限界があることを意味している。また、層厚が増大すると反射波の振幅は増加し、透過波の振幅は減少していく。さらに層厚が増大すると多重反射波の時間遅れが波動の継続時間よりも大きくなるため、各多重反射波が重なりあわずに到達するようになると考えられる。従って、層厚が増大するとともに、反射波の振幅は R_{12} 、透過波の振幅は $T_{12} \cdot T_{21}$ に収束していくと考えられる。本実験の場合には、 $R_{12}=0.67$ 、 $T_{12} \cdot T_{21}=0.55$ であるが、Fig. 2.9より、反射波及び透過波の第1ピークの振幅比はこれらの値に収束していることがわかる。また、振幅比がこれらの値に収束する層厚は入射波の波長との比にして0.1~0.15であることがわかる。

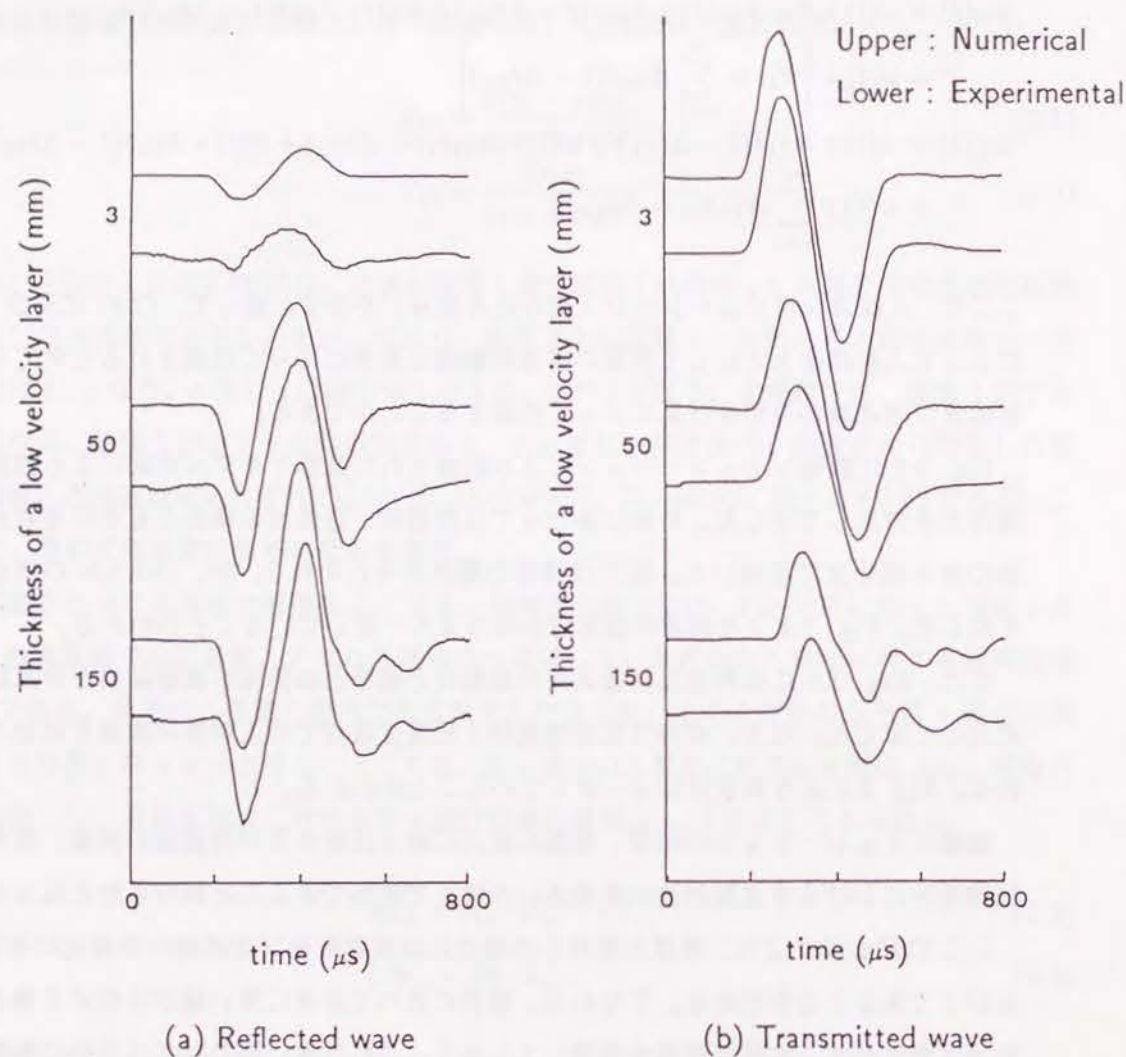


Fig. 2.8: Comparison between numerically calculated waveform (upper) and measured waveform by the experiment (lower). (a) Reflected wave. (b) Transmitted wave.

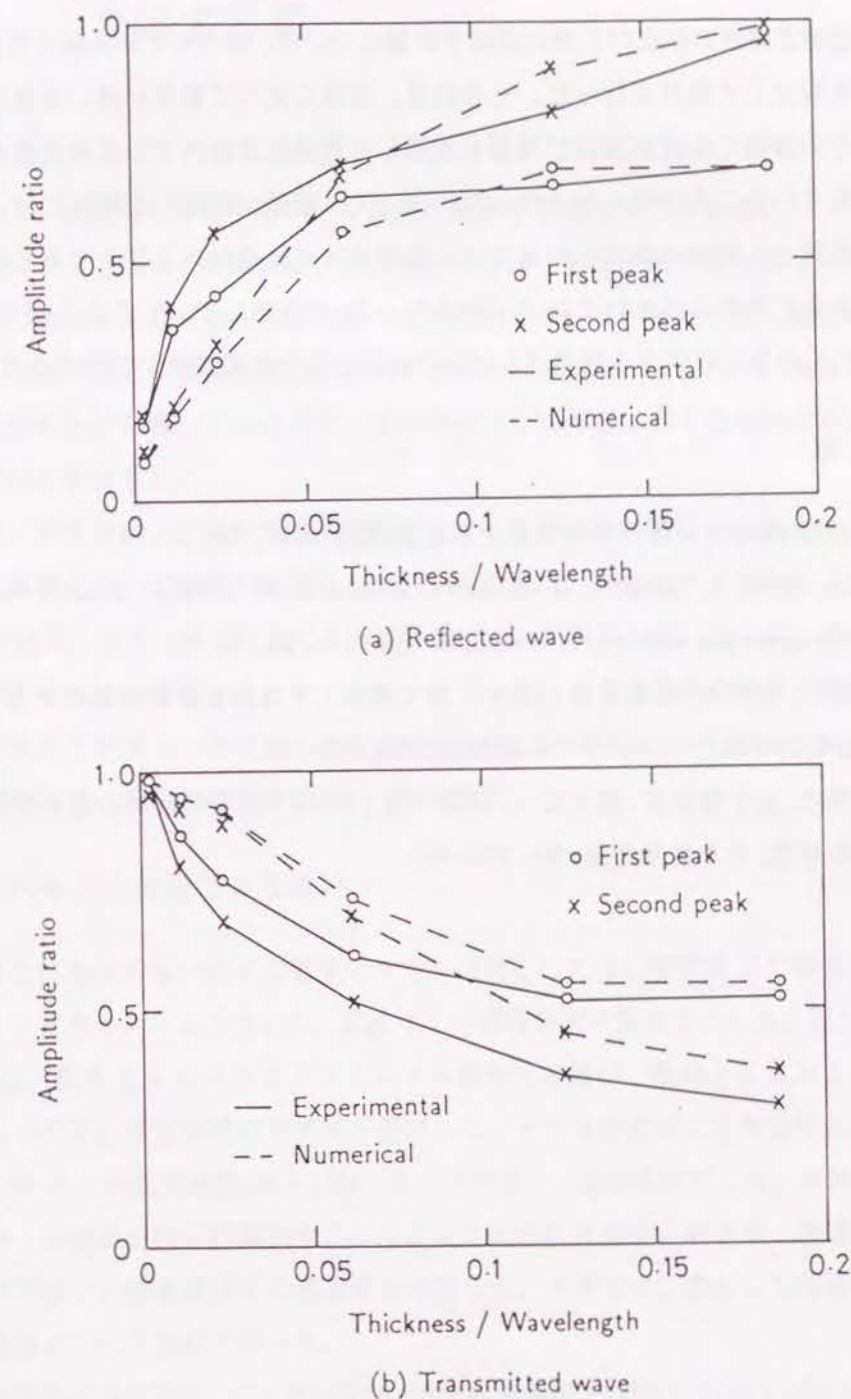


Fig. 2.9: Comparison of experimental and numerical amplitude ratio as a function of the ratio of thickness of a low velocity layer to wavelength. (a) Reflected wave. (b) Transmitted wave.

2.4 結言

単一の低速度薄層の存在がP波に及ぼす影響について、室内モデル実験と数値シミュレーションとを対比して検討を行った。その結果、波長に比べて層厚が薄い薄層が存在する場合には、その薄層での反射波及び薄層を透過した透過波は層内での多重反射波の重畳により形成されていることが明らかとなった。従って、層厚が無限小の場合には、反射波及び透過波の振幅と入射波の振幅との比である振幅比はそれぞれ0及び1であるが、層厚が増大するとともにそれらはそれぞれ R_{12} 及び $T_{12} \cdot T_{21}$ に収束していくことも明らかとなった。振幅がこれらの値に収束する層厚は入射波の波長と層内の媒質のP波速度とで決定される。

参考文献

- [1] 池田和彦 (1967) : 弾性波探査と土地地質, 物理探査, 20, 22-34.
- [2] Wyllie, M. R. J., Gregory, A. R. and Gardner, L. W. (1956) : Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media, Geophysics, 21, 41-70.
- [3] 佐々宏一, 劉明治, 杉本卓司 (1984) : 水で飽和した亀裂を含む岩盤のP波伝播特性, 第6回岩の力学国内シンポジウム講演論文集, 163-168.
- [4] 井上博之, 金子勝比古, 佐々宏一, 伊藤一郎 (1978) : 岩石の破壊の進展に伴う弾性波の振幅の減衰, 日本鉱業会誌, 94, 323-328.

第3章 多数の低速度薄層からなる低速度帯がP波に及ぼす影響

3.1 緒言

前章では、媒質内に存在する単一の低速度薄層がP波に及ぼす影響について検討し、薄層の存在によって生じる反射波及び透過波の波形は、多重反射を含む異なった伝播経路を持つ多数の波動の重畳によって生じることを確認した。これによって、層厚の変化によって生じる波動の波形や振幅の変化を説明することができた。ところが、実際には、岩盤内には多数の亀裂が存在しているほか、破碎帯のように非常に多くの亀裂が高い空間密度で存在している場合もある。

そこで、本章では、多数の低速度薄層からなる低速度帯が存在する場合に、それがP波に及ぼす影響について定量的に検討した。まず始めに、室内モデル実験によって低速度帯がP波の波形、振幅、速度などに及ぼす影響について検討した。さらに、その結果を定量的に説明するために数値シミュレーションを行った。モデル実験の結果と数値シミュレーションの結果とがよく一致することを確認した後、数値シミュレーションによって種々のモデルに対して、その波動現象について検討した。

3.2 室内モデル実験による検討

岩石または亀裂のない良好な岩盤のモデル材料としては、密度及びP波速度がそれらとほぼ等しいアルミニウムを用いた。Fig. 3.1に実験装置の概要を示した。図に示すように、直径5 cm、長さ2 mの2本のアルミニウム棒をその軸が一直線上に並ぶように縦に配置し、それらの間に低速度帯のモデルを接着した。モデルの両端に圧電型加速度計（新日本測器製540-B、共振周波数54.6 kHz）を2個接着し、波動を測定した。実験では、アルミニウム棒1の端面を軽く打撃することによって棒中にP波を入射させ、加速度計1で入射波及び反射波を、加速度計2で透過波を測定した。本章では、主として加速度計2で測定した透過波について検討を行った。

加速度計の出力信号は、バンドパスフィルタ付増幅器（SONY TEKTRONIX製AM502）によって1~30 kHzの成分を500~1000倍に増幅し、AD変換器（SONY TEKTRONIX製390AD）によってサンプリング周波数1 MHzでAD変換した。信号はオシロスコープ上に表示し、X-Yプロッタでハードコピーをとるとともに磁気ディスクに記録した。これらの操作はパーソナルコンピュータ（NEC製PC9801VM21）を用いてGP-IBを介して制御した。

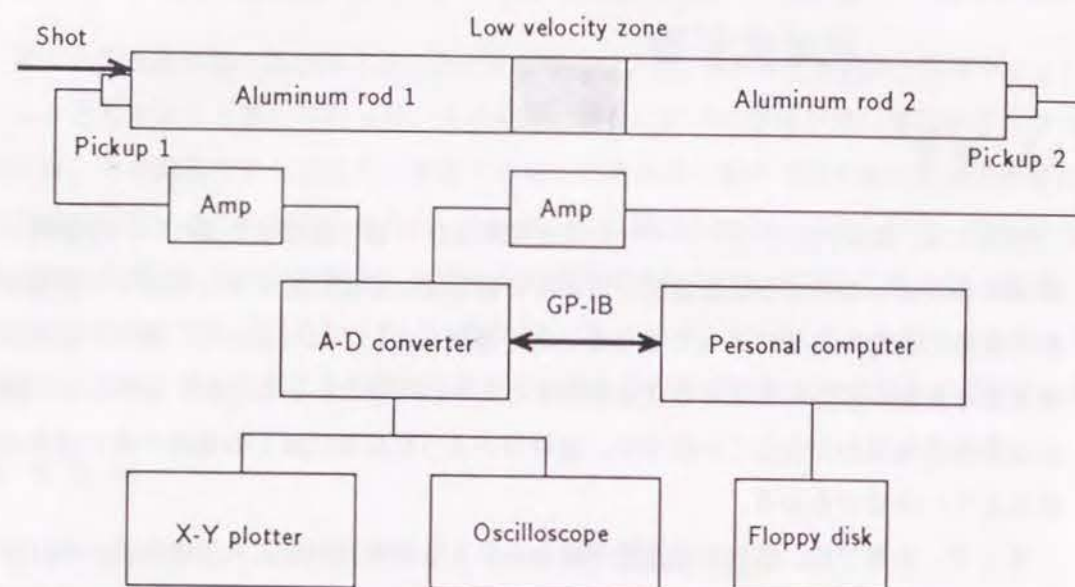


Fig. 3.1: Configuration of the model experiment.

Fig. 3.2 に低速度帯のモデルを示した。水や粘土などが充満した亀裂などに対応する低速度媒質にはアクリル酸樹脂を用いた。直径5 cm のアルミニウムとアクリル酸樹脂の円板を互層にして接着し、多数の低速度層からなる低速度帯のモデルとした。低速度媒質、すなわちアクリル酸樹脂円板の厚さの合計を32 cm と一定に保ったまま層数を順次倍にして計6種類のモデルを作成した。Table 3.1 に、それぞれのモデルを構成しているアルミニウム及びアクリル酸樹脂の円板の層数と厚さを示した。これらの低速度帯のモデルは両端が常にアクリル酸樹脂層になるように作成した。これは、低速度帯モデルはアルミニウム棒の間に挟み込むため、アルミニウム同士の接着面が生じるのを避けるためである。そのためモデルの全長は各モデルで異なるが、P波の伝播距離の減少による走時の減少及び振幅の減衰は、低速度帯モデルの全長が常に64 cm であるとみなした場合の観測値になるように計算によって補正した。モデルの接着にはエポキシ樹脂系接着剤であるアラルダイトを用いた。接着剤の特性はアクリル酸樹脂の特性とほぼ等しく、その厚さも実測した結果0.2 mm 程度と波長に比べて非常に小さいため、実験結果に及ぼす接着剤の影響は無視できると考えられる。

なお、実験に先立ち、それぞれの媒質の密度及びP波速度を測定した。Table 3.2 にその結果を示した。

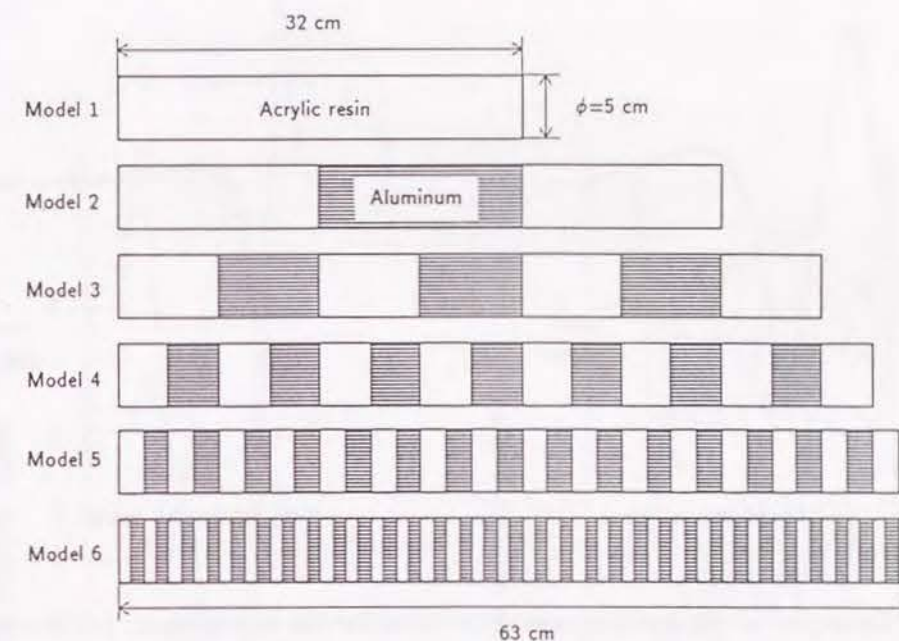


Fig. 3.2: The experimental models of the low velocity zone.

Table 3.1: Constitution of the experimental models of the low velocity zone.

	Number of acrylic plates	Number of aluminum plates	Thickness of each plate (cm)	Total length (cm)
Model 1	1	0	32	32
Model 2	2	1	16	48
Model 3	4	3	8	56
Model 4	8	7	4	60
Model 5	16	15	2	62
Model 6	32	31	1	63

Table 3.2: Physical Characteristics of the media used for the experimental model.

	Density (g/cm ³)	P-wave velocity (m/s)
Aluminum	2.7	5410
Acrylic resin	1.2	2310

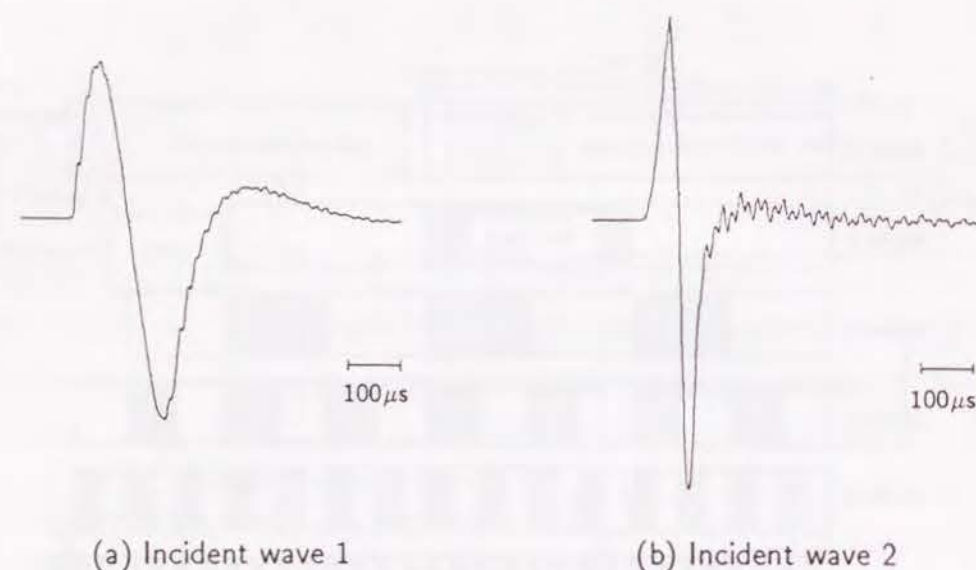


Fig. 3.3: Examples of the incident waveform used for the experiment. (a) Incident wave 1. (b) Incident wave 2. Their predominant frequencies are about (a) 3 kHz and (b) 8 kHz.

Fig. 3.3 に加速度計 1 で測定した入射波の波形の例を示した。入射波 1 は直径 5 cm、厚さ 1 cm のアクリル酸樹脂円板で打撃して発生させた波動で、入射波 2 は直径 5 mm の鋼球をつけた振子で打撃して発生させた波動である。どちらの場合も入射波は正、負それぞれ 1 個のピークを持つ正弦波状の波形であるが、卓越周波数が異なる。入射波 1 及び 2 の卓越周波数はそれぞれ約 3 kHz 及び約 8 kHz であった。従って、低速度薄層であるアクリル酸樹脂内での波長 λ はそれぞれ約 0.7 m 及び 0.3 m となり、低速度層内での波長 λ と低速度帯の厚さ d との比 λ/d はそれぞれ約 1.1 及び 0.4 である。

Fig. 3.4 に実験で観測された透過波の波形を示した。各記録の振幅はそれぞれの入射波の最大振幅が同一になるようにスケールリングしてある。従って、最大振幅の等しい入射波が各モデルに入射した場合の透過波の記録と考えることができる。入射波の波形は厳密には各記録で異なるが、波形の再現性はよく、ほぼ同一とみなしても差し支えない。Fig. 3.4 より、入射波 1 の場合には低速度層数が 2 の場合に波形がかなり変化し振幅が著しく減少しているのが認められる。入射波 2 の場合には層数が 2 ないし 4 の場合に波形の変化が著しく振幅も減少していることがわかる。

Fig. 3.5 に、第 1 ピークの振幅比、すなわち、透過波の第 1 ピークの振幅と入射波の第 1 ピークの振幅との比と低速度層の層数との関係を示した。Fig. 3.5 から、入射波 1 の方が入射波 2 に比べて全体的に振幅比が大きいことがわかる。また、どちらの波形の場合も振

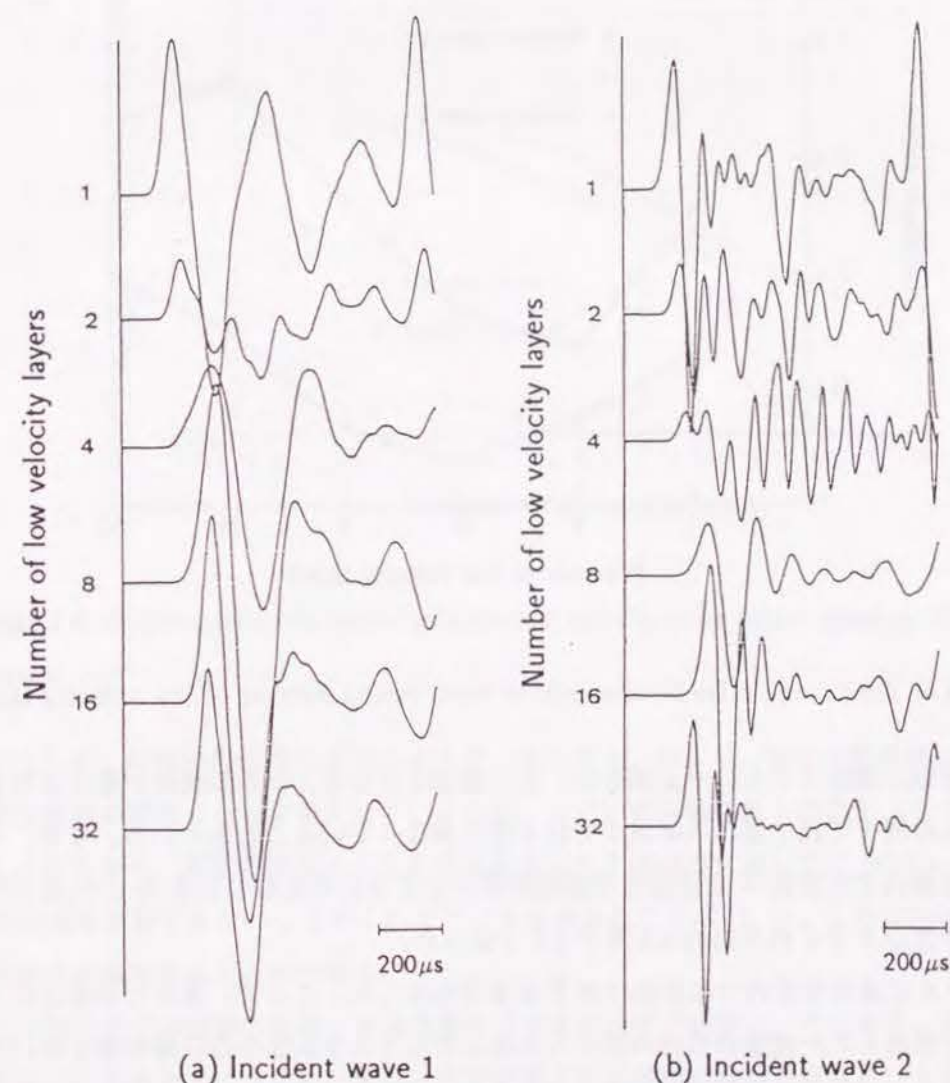


Fig. 3.4: Measured waveforms transmitted through the experimental models shown in Fig. 3.2.

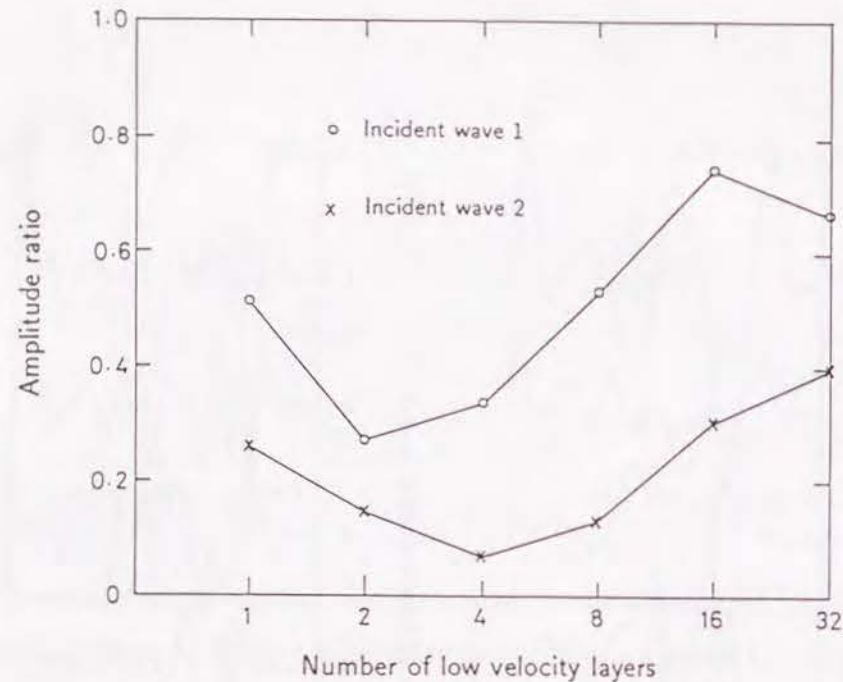


Fig. 3.5: Amplitude ratio of transmitted wave versus number of low velocity layers.

幅比は層数の増加とともに一旦減少し、後に増加しており、その振幅比が最小となる層数の値は入射波1では2層、入射波2では4層と異なっていることもわかる。なお、入射波の低速度層内での波長 λ と透過波の振幅が最小となる低速度層の層厚 d_l との比 λ/d_l は、入射波1及び2でそれぞれ約4.5及び3.5であった。

Fig. 3.6に低速度帯内での見かけのP波速度を示した。ここで、見かけ速度とは、測定によって求められた波動の伝播時間から両端のアルミニウム部分の伝播時間を除いた低速度帯部分の伝播時間で低速度帯の長さを除して得られる伝播速度である。Fig. 3.6から、層数が増加すると見かけのP波速度が減少して行くことがわかる。多孔質岩盤や亀裂岩盤の見かけのP波速度を与える式としてはWyllie et al.の提唱した時間平均式[2]が知られている。媒質が媒質1と媒質2とで構成されているとする。媒質1及び媒質2内でのP波の伝播距離の合計をそれぞれ L_1 、 L_2 、P波速度をそれぞれ c_1 、 c_2 とすると、時間平均速度 c_a は次式で与えられる。

$$\frac{L}{c_a} = \frac{L_1}{c_1} + \frac{L_2}{c_2} \quad (3.1)$$

ここで L は全体の伝播距離である。この式から求められる、このモデルの時間平均速度を図中に破線で示した。このモデルでは低速度帯内の低速度層の厚さの合計を一定に保って

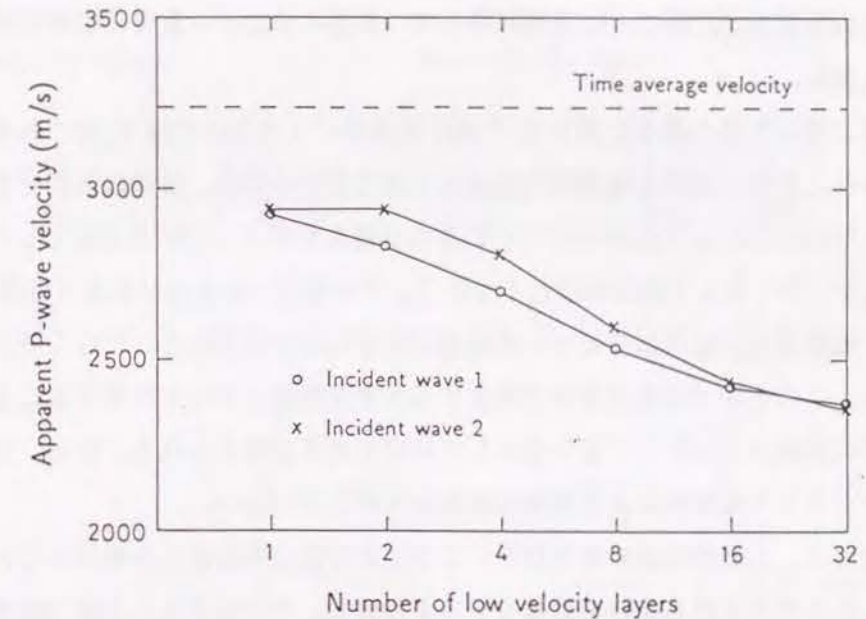


Fig. 3.6: Apparent P-wave velocity in the low velocity zone versus number of low velocity layers.

いるため、時間平均速度は層数によらず一定になる。図より、実験の結果得られたP波速度は層数の増加とともに減少していくため、しだいに実験結果との差が大きくなって行くことがわかる。多数の薄層からなる低速度帯内のP波速度に関してはWyllie et al.の時間平均式は適用できないことがこれまでに指摘されている[1]が、この実験の結果からも同様の結論を得ることができる。

今回のモデル実験の結果、低速度帯モデルを通過する波動は、その波形、振幅、P波速度などに影響を受けること、また、その影響は低速度層の層数や層厚及び入射波の波長によって異なることが明らかとなった。そこで、これらの現象が何に起因するものかを明らかにするために、数値シミュレーションによって検討した。

3.3 多層構造媒質のP波伝播の数値シミュレーションによる検討

3.3.1 モデル実験結果との比較

一般に弾性波が物理的性質の異なる媒質の境界面に入射すると、反射波と透過波とが発生する。複数の境界面が存在する場合には、各々の境界面で反射波と透過波とが発生するため、多重反射波を含む種々の波線経路をとる多くの波動が透過して行くと考えられる。一方、境界面で一度も反射せずに透過のみを繰り返して伝播する波動もある。従って、実

験で観測された透過波の波形及び振幅の変化は、透過のみを繰り返して伝播する一つの波動と、多重反射を含む異なった伝播経路を持つ多数の波動との重畳によるものと推論することができる。

本実験で用いた長い棒を伝播するP波は近似的に1次元の平面P波であるとみなすことができる。またP波は各境界面に垂直に入射しているため、波線は屈折せず、またS波も発生しない。このような条件の下でP波の伝播をモデリングする方法として、コミュニケーション・マトリックスと呼ばれるマトリックスを用いる方法がある(付録A.1)。この方法は、地震探査反射法分野で合成地震記録を作成する方法として広く使われてきた方法である。この方法では各境界面で発生する多重反射波をすべて計算することができるため、今回の数値シミュレーション法として適切であると考えられる。なお、以下の数値シミュレーションでは粘性による波動の減衰は考慮していない。

まず始めに、上記の推論の妥当性と、この計算方法の有効性を確認するために、実験で使ったモデルと同じ条件の数値モデルを作成し、そのモデルに実験で観測された入射波の波形を入射させた場合の透過波を計算した。

Fig. 3.7 に数値シミュレーションによって得られた透過波の波形と、実験で観測された透過波の波形とを対比して示した。波形や振幅の変化が著しくなる層数の場合でも、両者はよく一致していることがわかる。実測波形の方がピークが遅れる傾向にあるが、これは、モデル実験では媒質に粘性が存在しており、粘性による減衰が高周波数成分をより大きく減衰させたことにより波形が伸びたためであると考えられる。

Fig. 3.8 に透過波の第1ピークの振幅比について数値シミュレーションの結果と実測結果とを対比して示した。両者はよく一致していることがわかる。

これらの結果から、前述した推論に基づいた数値シミュレーションの方法で実験結果がよく表現できることが確認された。すなわち、多数の低速度層からなる低速度帯を透過する波動は、境界面で一度も反射せずに透過する波動と、層内で多重反射して伝播してくる波動との重ね合わせによって形成されていることが明らかとなった。そこで、この数値シミュレーションの方法を用いて、2つのモデルについて数値シミュレーションを実施し、低速度層が波動に及ぼす影響について検討した。

3.3.2 低速度薄層の層厚の合計が一定なモデル

Fig. 3.9 にシミュレーションに用いたモデルの概要を示した。亀裂のない良好な岩盤に対応する媒質1の間に低速度帯が存在するモデルを考え、P波は両者の境界面に垂直に入射させた。Fig. 3.10 に低速度帯のモデルを示した。低速度帯は低速度媒質である媒質2と媒質1との互層とし、それぞれの層厚の合計を一定に保ったまま2から32まで層数を増加

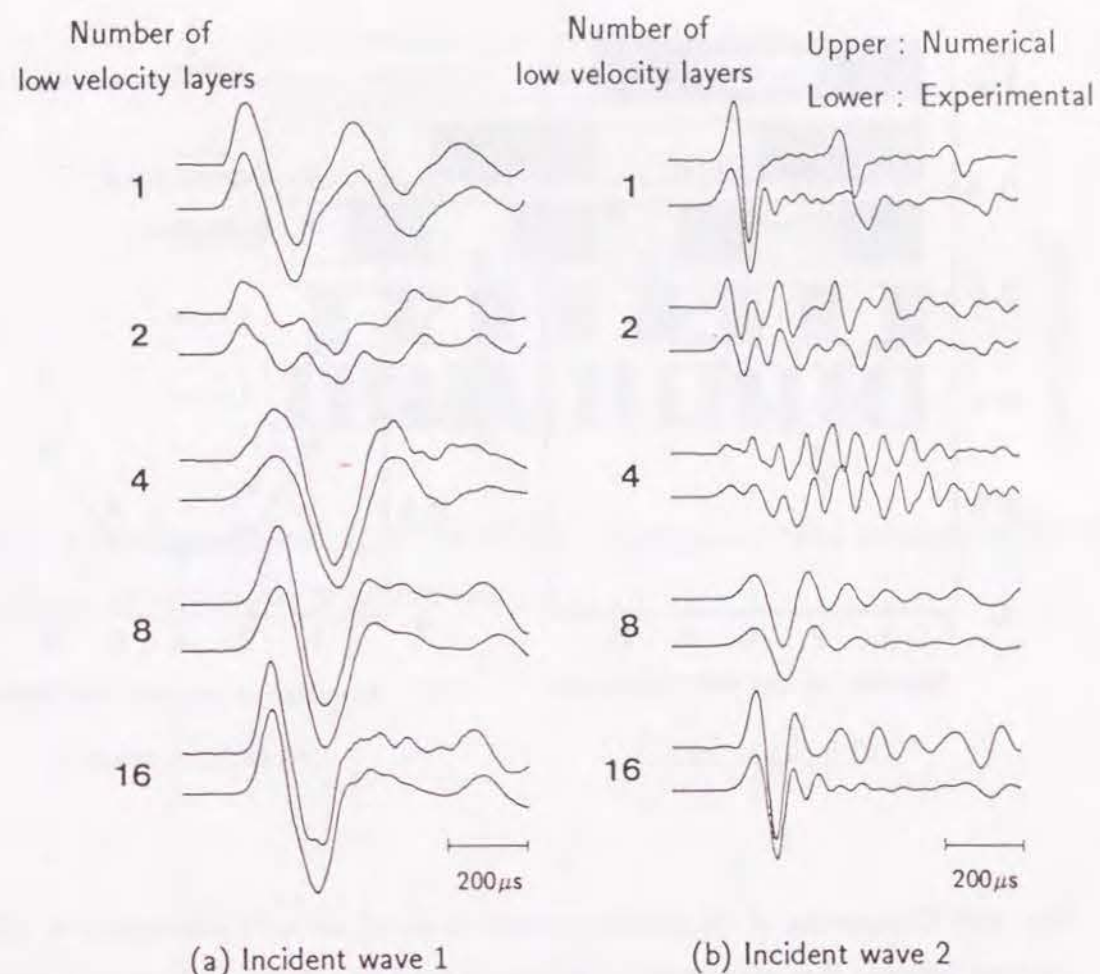


Fig. 3.7: Comparison of numerically calculated waveform (upper) and measured waveform by the experiment (lower). (a) Incident wave 1. (b) Incident wave 2.

させた。媒質1及び媒質2の密度及びP波速度はTable 3.3のように設定した。

Fig. 3.11に入射波の波形を示した。入射波は正弦波形の1周期分とし、低速度媒質内の波長を λ 、低速度帯全体の厚さを d とすると、 λ/d という値をパラメータとして変化させ、低速度帯が透過波に及ぼす影響が入射波の波長によってどのように変化するかを調べた。

Fig. 3.12に数値シミュレーションによって得られた透過波の波形の例を示した。(a)、(b)、(c)、(d)は λ/d がそれぞれ1/4、1、4、16の場合である。 λ/d が小さい場合には、低速度層の層数によって波形がかなり変化し、中には振幅が著しく減少するものがみられる。また、層数が多い場合には、低速度帯を1つの層とみなしたような波形になっていることがわかる。また、層数が増加するにつれて、波形の立ち上がり点として読み取られる初動

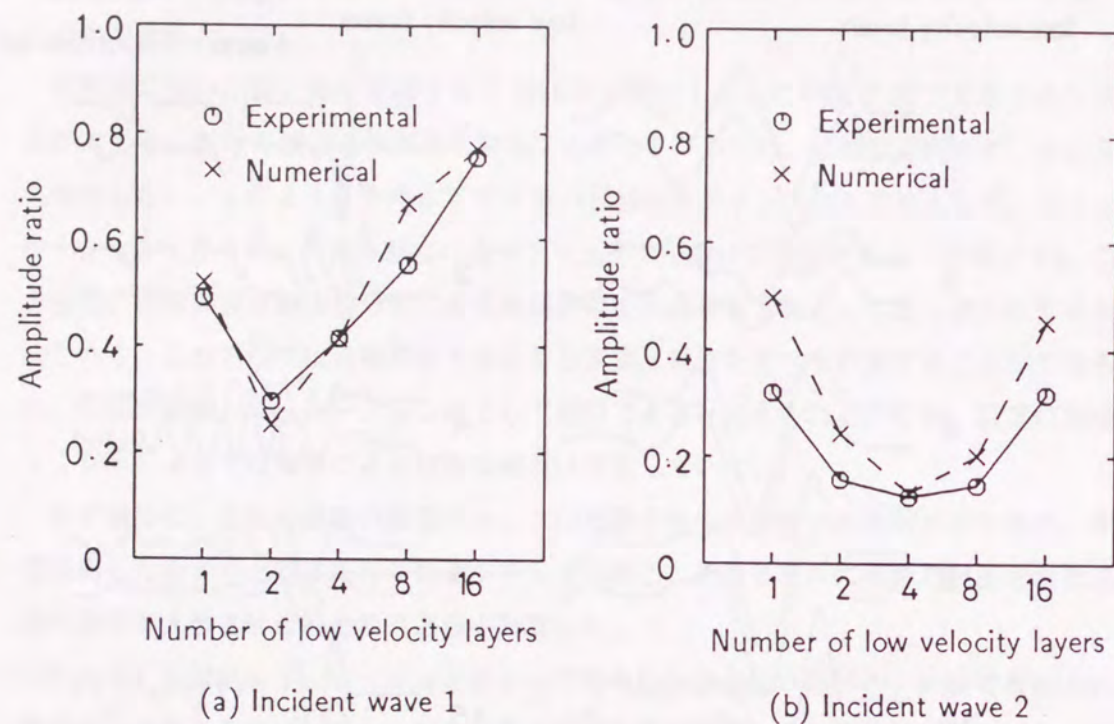


Fig. 3.8: Comparison of the amplitude ratio of the numerically calculated waveform (dashed line) and that of measured waveform by the experiment (solid line). (a) Incident wave 1. (b) Incident wave 2.

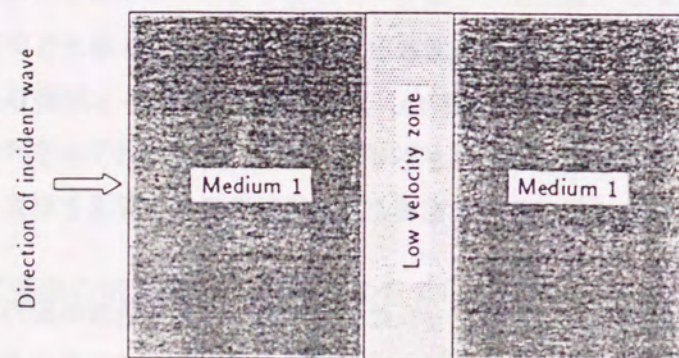


Fig. 3.9: The numerical simulation model of rock mass with a low velocity zone.

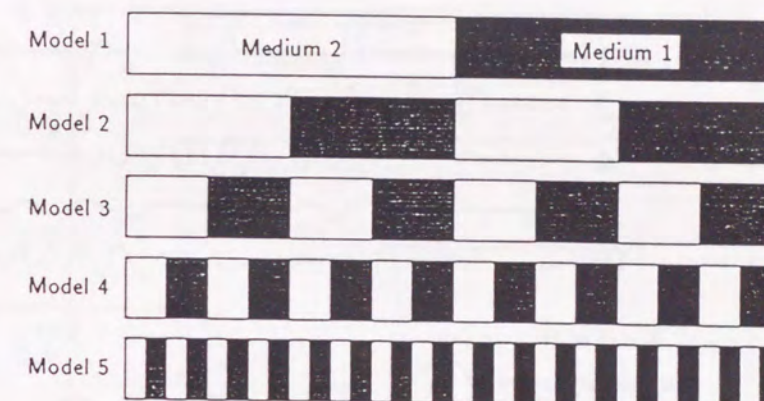


Fig. 3.10: The numerical models of the low velocity zone. Total thickness of the low velocity layers (medium 2) are the same.

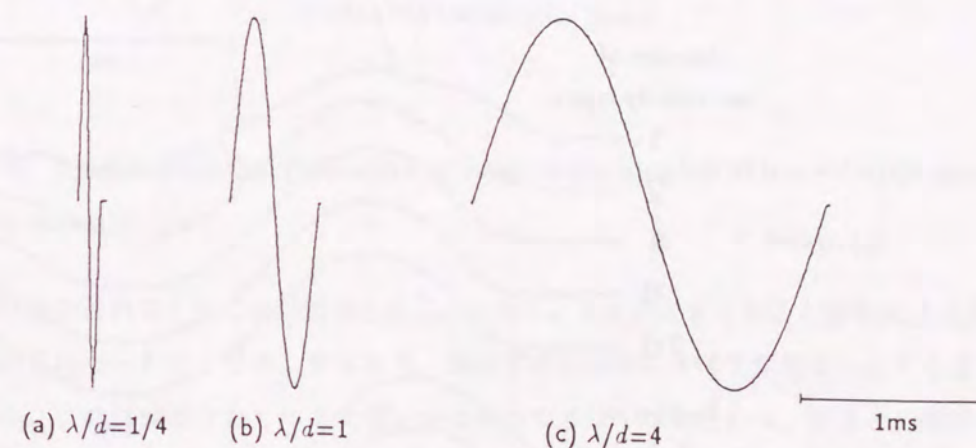


Fig. 3.11: Example of the waveform used as incident waves for the numerical simulation. (a) $\lambda/d=1/4$. (b) $\lambda/d=1$. (c) $\lambda/d=4$.

Table 3.3: Parameters of the media used for the numerical simulation.

	Density (g/cm ³)	P-wave velocity (m/s)
Medium 1	3.0	4500
Medium 2	1.0	1500

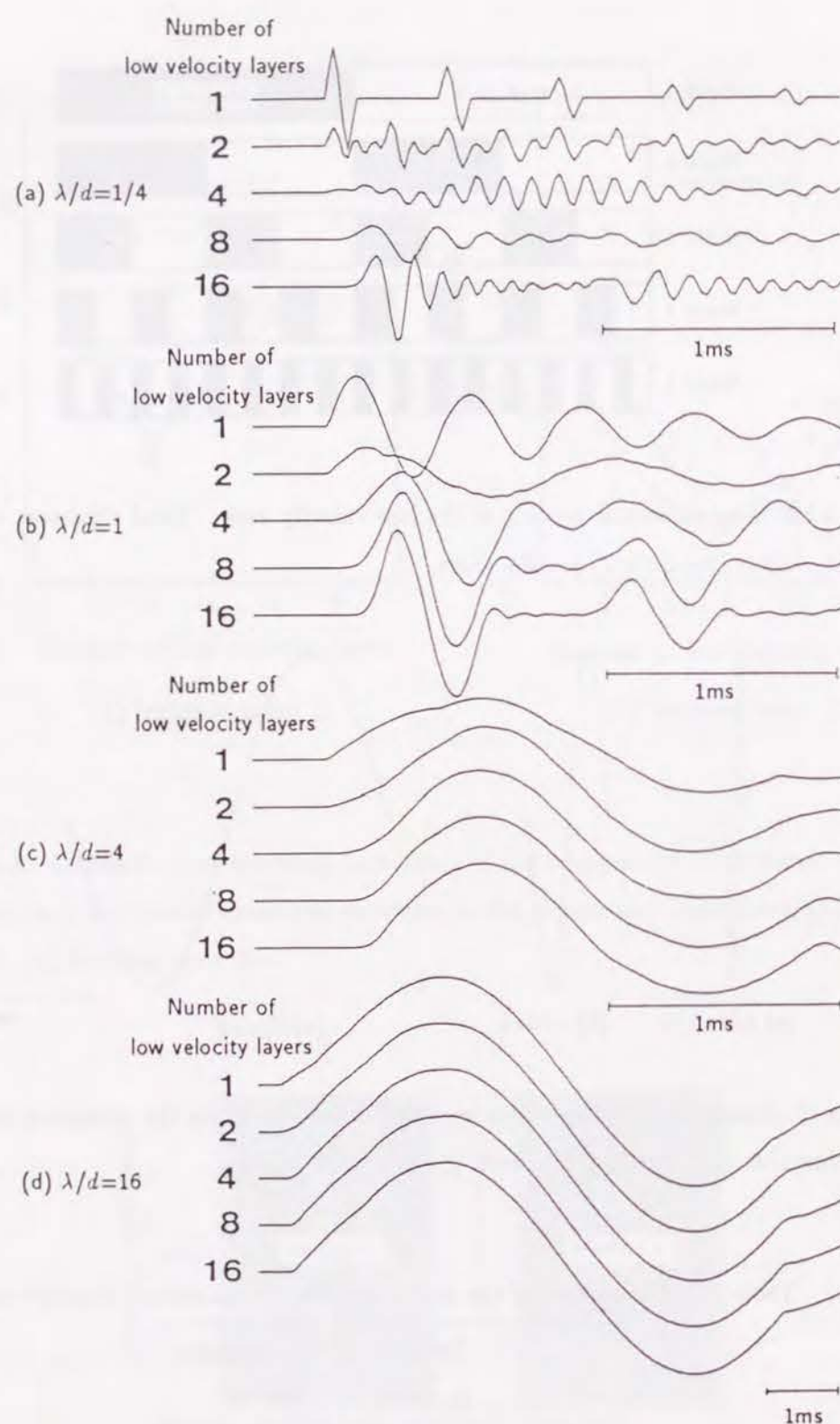
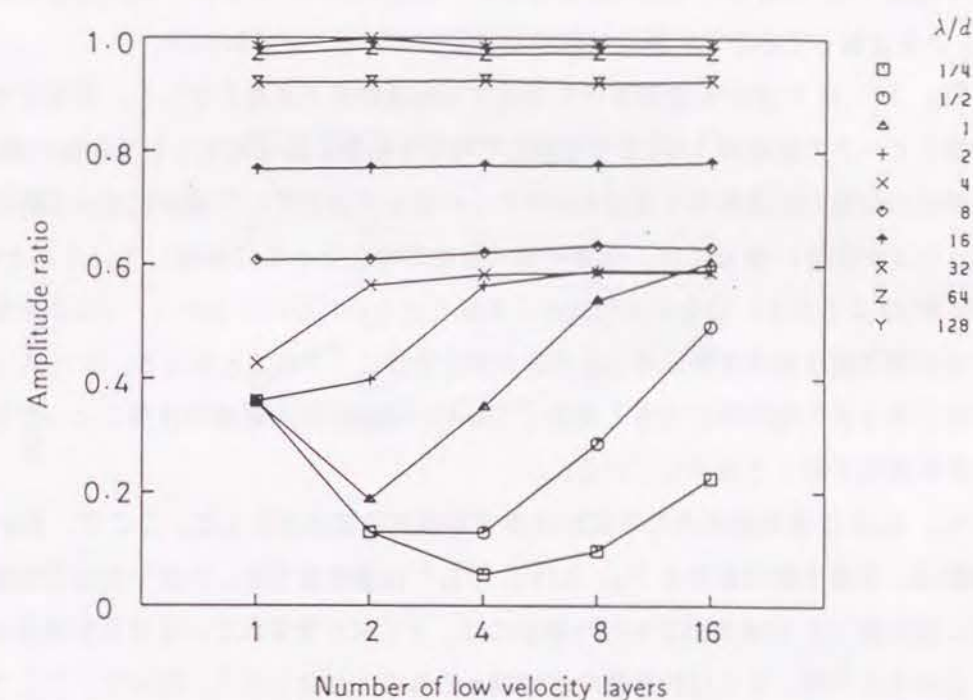


Fig. 3.12: Examples of the waveforms of the transmitted waves calculated numerically.

(a) $\lambda/d=1/4$. (b) $\lambda/d=1$. (c) $\lambda/d=4$. (d) $\lambda/d=16$.Fig. 3.13: Amplitude ratio of transmitted wave versus number of low velocity layers at different values of λ/d .

の到達時刻が遅れてくることが認められる。しかし、 λ/d が大きくなると層数による波形、振幅の変化はみられなくなる。すなわち、低速度帯が波動に及ぼす影響が小さくなることがわかる。これは波長が長くなると薄い層は検出できなくなるという、波長と分解能に関する経験的事実と一致する。

Fig. 3.13 に透過波の第1ピークの振幅比と低速度帯内の低速度層の層数との関係を λ/d をパラメータとして示した。 λ/d が小さい場合、すなわち層厚に比べて波長が短い場合には振幅比は小さく、層数の増加につれて一旦減少した後増加するという変化をし、最小値を持つことがわかる。 λ/d が増加するにつれて振幅比は増加するが、層数が多くなると振幅比が0.59の付近に収束する傾向を持つ。 λ/d が8の場合に振幅比が層数によらず一定の値をとるようになり、その後は λ/d の増加とともに振幅比は増加していく。この図から、透過波の振幅は低速度層の層数、層厚、及び入射波の波長によって大きく変化することがわかる。また、対象とする層の厚さに比べて入射波の波長がかなり長い場合には、透過波の振幅は入射波の振幅とほとんど変化がないことから、振幅を用いて低速度帯を検出することは困難であることもわかる。なお、実験で用いた入射波の波長を λ/d で表わすと、入射

波1は約0.9、入射波2は約0.5となるが、Fig. 3.13の λ/d が1及び1/2の場合とFig. 3.5とを比較してみると、両者の傾向が一致していることがわかる。

Fig. 3.14にP波が低速度帯内を通過する伝播時間の変化を示した。振幅が各トレースの第1ピークの振幅の1/20まで増加した時刻を初動の到達時刻として初動の検出を行い、入射波の初動の到達時刻と透過波のそれとの差を低速度帯をP波が伝播する時間とみなした。 λ/d が小さい場合には、伝播時間は層数の増加とともに増加していくことがわかる。 λ/d が32より大きい場合には層数による変化がみられないことから、 λ/d がかなり大きくなると透過波は低速度帯の構成条件の影響を受けにくくなると言える。また λ/d がかなり大きくなると伝播時間が大きく増加しており、使用する入射波の波長によって伝播時間がかなり変化することを示している。

Fig. 3.15に低速度帯内での見かけのP波速度の変化を示した。ここで、見かけのP波速度は、低速度帯の長さをFig. 3.14に示した伝播時間で除した値であると定義した。実際に現位置でP波速度測定を行う場合には、ノイズが含まれている波形記録から初動の立ち上がりを目視、または計算機などで読み取るにより行う。従って、ここで定義した見かけのP波速度は実際に測定されるP波速度と同じであると考えることができる。

ここで、得られた結果を解釈するために、シミュレーション結果を以下の2つの考え方と比較した。1つは構造に比べて波長の波長が短い場合に成立する短波長（高周波数）近似であり、もう1つは波長の波長が長い場合に成立する長波長（低周波数）近似である。

短波長近似の場合には、媒質のP波速度はWyllie et al.の時間平均式[2]で表現される。前節で示したように、媒質が媒質1と媒質2とで構成されているとする。媒質1及び媒質2の長さをそれぞれ L_1 、 L_2 、P波速度をそれぞれ c_1 、 c_2 とすると、時間平均速度 c_l は次式で与えられる。

$$\frac{L}{c_l} = \frac{L_1}{c_1} + \frac{L_2}{c_2} \quad (3.2)$$

ここで L は全体の長さである。

また、長波長近似では、2つの媒質からなる媒質を1つの物理的に等価な弾性体とみなす。このような1次元の媒質の弾性定数は以下のようにして求めることができる。

媒質全体の変位（伸び）は各媒質の変位（伸び）の和に等しく、各媒質に作用する応力は等しい。従って、長さを L 、伸びを ΔL 、応力を σ とすると、これらの関係は次式で表される。

$$\begin{cases} \Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_2 \\ \sigma = \sigma_1 = \sigma_2 \end{cases} \quad (3.3)$$

ここで添字は媒質の種類を示し、添字のないものは全体の物性値を示す。歪は次式で与え

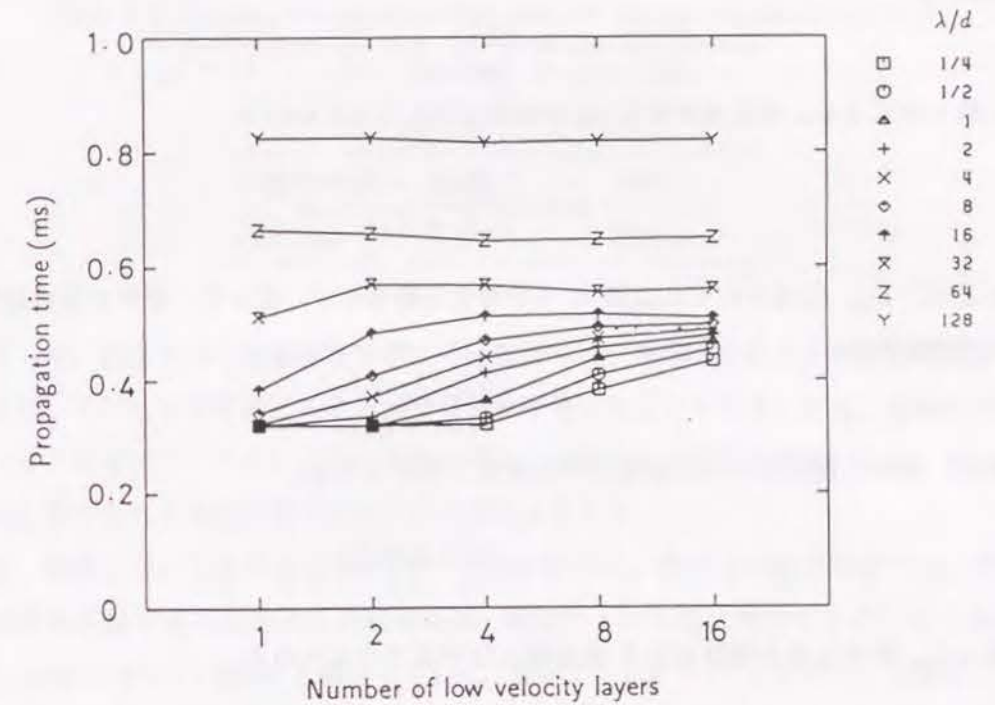


Fig. 3.14: Propagation time in the low velocity zone versus number of low velocity layers at different values of λ/d .

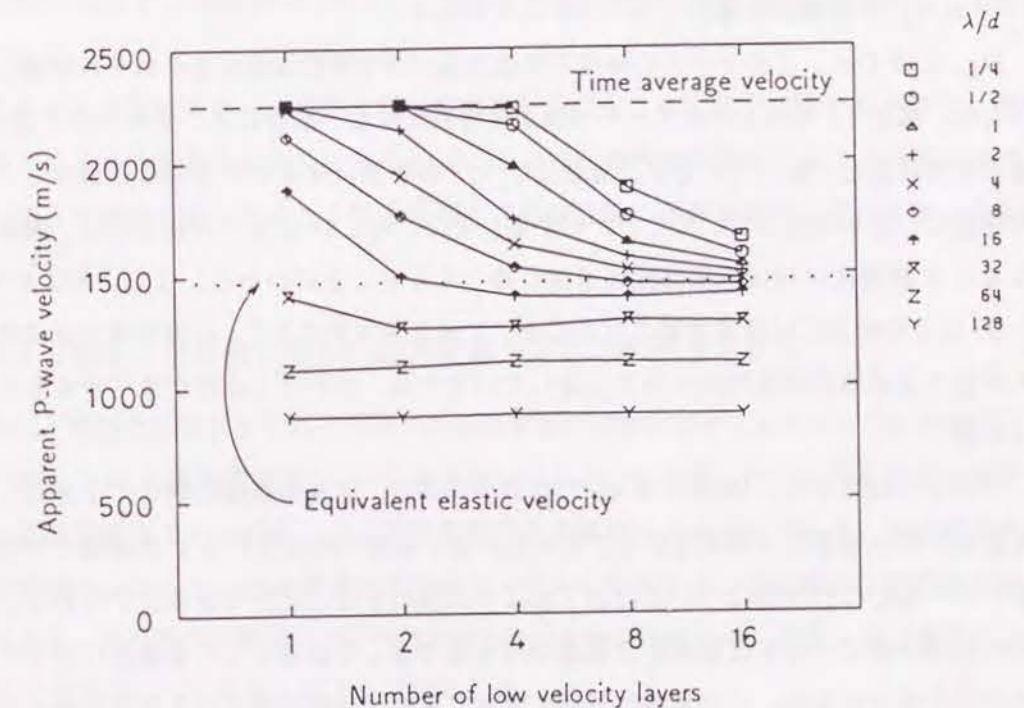


Fig. 3.15: Apparent P-wave velocity in the low velocity zone versus number of low velocity layers at different values of λ/d .

られる。

$$\epsilon_1 = \frac{\Delta L_1}{L_1}, \quad \epsilon_2 = \frac{\Delta L_2}{L_2}, \quad \epsilon = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta L_1 + \Delta L_2}{L_1 + L_2} \quad (3.4)$$

これらの式より、媒質全体の歪-応力関係は次式で与えられる。

$$\sigma = \frac{E_1 E_2 (L_1 + L_2)}{E_1 L_2 + E_2 L_1} \cdot \epsilon \quad (3.5)$$

ここで、 E_1 、 E_2 はそれぞれ媒質1、2の弾性定数を示す。従って、全体の弾性定数 E は次式で表される。

$$E = \frac{E_1 E_2 (L_1 + L_2)}{E_1 L_2 + E_2 L_1} \quad (3.6)$$

また、全体の密度は2つの媒質の平均密度で与えられる。

$$\rho = \frac{\rho_1 L_1 + \rho_2 L_2}{L_1 + L_2} \quad (3.7)$$

従って、等価な複合弾性体のP波速度 c_s は次式で与えられる。

$$c_s = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (3.8)$$

この速度を等価弾性体速度と呼ぶことにする。このモデルの場合には、時間平均速度 $c_l = 2250$ m/s、等価弾性体速度 $c_s = 1473$ m/s である。

Fig. 3.15 中に、このモデルの時間平均速度及び等価弾性体速度をそれぞれ破線、点線で示した。図より、 λ/d が小さく、かつ低速度層数が少ない場合には、見かけのP波速度は、時間平均速度と一致しているが、層数及び λ/d の増加に伴ってP波速度は減少し、時間平均速度との差が増加していくことがわかる。また、 λ/d が16までの場合には、層数が多くなるとP波速度はほぼ等価弾性体速度に等しくなることがわかる。なお、 λ/d が16ないし32以上の場合には低速度帯の厚さに比べて波長が非常に長く、伝播時間を低速度帯への入射波と透過波の到達時間の差で定義しているため、見かけ上速度が低下するものと考えられる。

これらの結果から、Wyllie et al. の時間平均式は、波長が層厚に対して十分短く、かつ層数の少ない場合にのみ成立することがわかる。実際に測定されるP波速度と時間平均速度とが一致しない原因については以下のように説明することができる。すなわち、低速度帯内を境界面で一度も反射せずに透過のみを繰り返して透過してくる波動に関しては時間平均式が成立するが、この波動は透過によって振幅が極端に減少するため初動として検知することができない。このため実際に初動として検出される波動は、波線経路内に反射現象を含んでいる時間的に遅れて到達する多くの波動が重ね合わされて形成された波動であ

Table 3.4: Parameters of the media used for the numerical simulation.

	Density (g/cm ³)	P-wave velocity (m/s)
Medium 1	3.0	4000
Medium 2	1.0	2000

る。従って、測定される低速度帯を横切る伝播時間は、時間平均式による伝播時間より大きくなり、その結果実測されるP波速度は時間平均速度よりも小さくなる。実際の測定では、ノイズの存在や、それによる増幅器のゲインの制約がある場合が多いため、そのような場合に測定される伝播速度は時間平均速度とは異なる。

なお、振幅についても同様な考察を行うことができる。短波長近似の場合には、境界面で透過のみを繰り返した透過波の振幅比は、層数が1から順に増加するにつれて0.360、0.130、0.047、0.017、0.006と減少していく。従って、Fig. 3.13において、 λ/d が1/4の場合の層数4までは短波長近似が成立していることがわかる。また、長波長近似の場合には、等価弾性体の密度及びP波速度と等しい弾性媒質が存在すると考えると低速度帯を透過する透過波の振幅比は0.588になる。Fig. 3.13において、層数が増加した場合に振幅比が0.59に収束する傾向がみられたが、この収束値は等価弾性体の物性値を示していることがわかる。

これらの検討結果から、多数の低速度薄層からなる低速度帯を伝播するP波は、層数と波長とによって長波長近似から短波長近似の間で伝播特性が変化することが明らかになった。さらに波長が長くなると、低速度帯の存在は波動に影響を及ぼさなくなることも明らかになった。

3.3.3 層厚及び層数が等しい低速度層が多数存在するモデル

次に、層厚及び層数がそれぞれ等しい低速度層が多数存在するモデルについて検討を行った。Fig. 3.16 に低速度層数が10の場合のモデルの一部を示した。これらの低速度帯モデルは低速度媒質である媒質2と高速度媒質である媒質1との互層であり、低速度層の層厚及び層数を一定とし、低速度層の位置がランダムに分布するように層の位置のみを変化させてある。それぞれの層厚について21通りのモデルを作成した。媒質1及び媒質2の密度及びP波速度はTable 3.4のように設定した。

入射波は前項の数値シミュレーションモデルの場合と同様に正弦波形の1周期分とした。低速度媒質内での入射波の波長を変化させ、主として入射波の波長がP波に及ぼす影響の

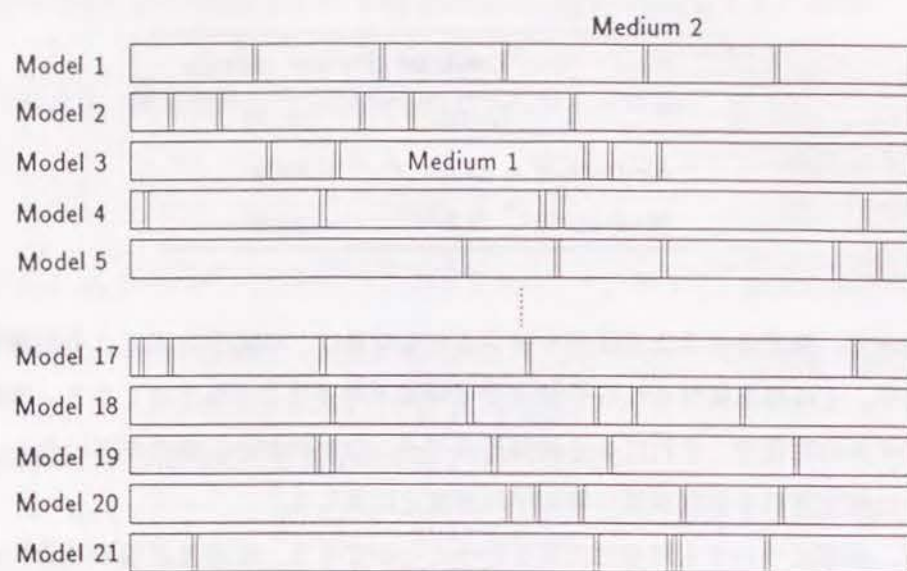


Fig. 3.16: Examples of the numerical models of the low velocity zone. The number and the thickness of the low velocity layers are the same, but their positions are different.

変化について調べた。以下の検討では、低速度媒質内での入射波の波長と低速度帯全体の厚さとの比で表現して示した。

Fig. 3.17 に透過波の初動ピークの振幅比と波長との関係を層数をパラメータとして示した。縦軸に示した値はそれぞれ 21 個のモデルに対する振幅比の平均値であり、図中には低速度層の位置の分布の違いによって生じる振幅比のばらつきの最大値及び最小値を縦線で示した。振幅比は層数が多いほど小さいこと、振幅比は波長の増大につれて増加し 1 に近づくことがわかる。図より、低速度層の厚さの 100 倍程度の波長の波動は層の存在によってほとんど影響を受けないことがわかる。また、波長が振幅比に及ぼす影響は、低速度層の位置の分布の影響に比べてかなり大きいこともわかる。これは、低速度層間での多重反射波は時間遅れが大きく、また時間遅れにばらつきがあるため、主として低速度層内での多重反射波が初動部分を形成しているためであると考えられる。従って、低速度層の位置の分布は大きな影響を及ぼさないことが明らかになった。

Fig. 3.18 に低速度帯内での P 波速度と低速度層数及び波長との関係を示した。低速度層の位置の分布の違いによって生じる P 波速度のばらつきは非常に小さいため、図中には平均値のみを示し、ばらつきは示していない。低速度層数が増加すると P 波速度は減少すること、また、波長が大きいほど P 波速度が小さいことがわかる。

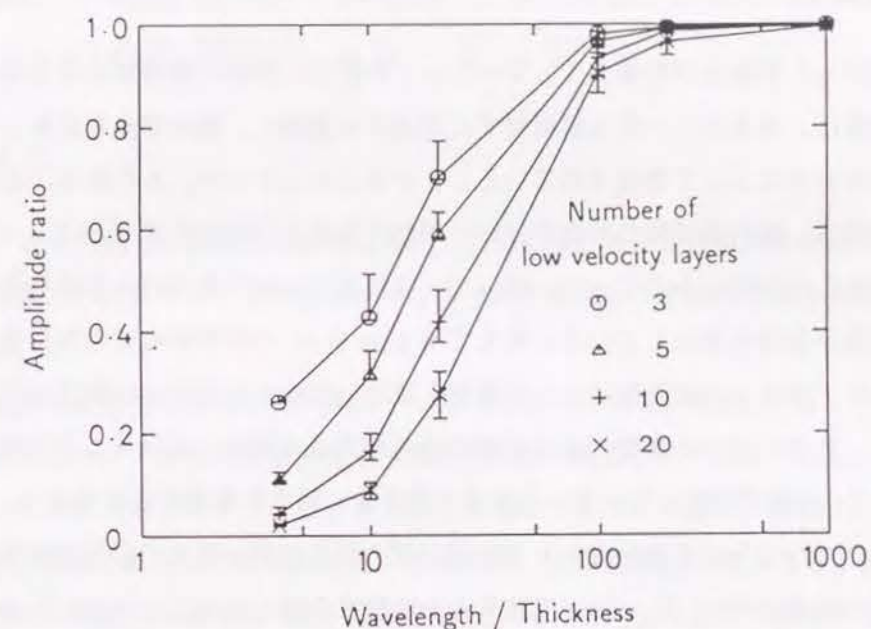


Fig. 3.17: Amplitude ratio of transmitted wave versus wavelength of the incident wave at different values of number of low velocity layers.

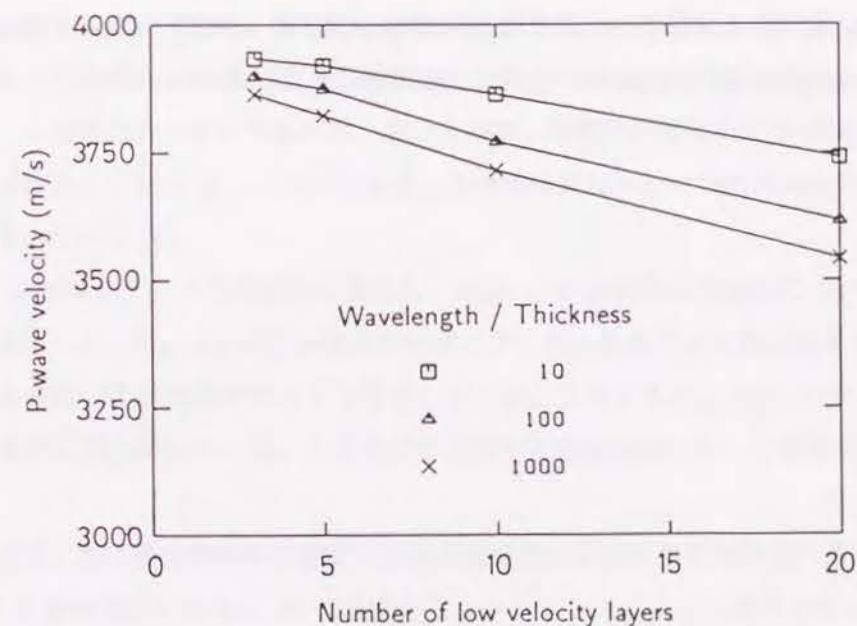


Fig. 3.18: P-wave velocity versus number of low velocity layers at different values of the ratio of wavelength to thickness of low velocity zone.

3.4 結言

本章で行った実験及び数値シミュレーションの結果、多数の薄層からなる低速度帯を透過する波動は、境界面で一度も反射せずに透過する波動と、層内で多重反射してきた波動との重ね合わせによって形成されていることが明らかとなった。その結果、低速度帯を透過する波動は、層内の媒質の物性のほかに層数や層厚及び層の位置などによって複雑な影響を受けることが明らかとなった。従って、境界面において透過のみを繰り返して伝播してきた波動が初動を形成していると考えて Wyllie et al. の時間平均式を亀裂岩盤の評価に適用したり、単純な波線計算によって振幅を議論したりすることには検討が必要である。

さらに、P波の受ける影響には入射波の波長が大きく関係していることも明らかとなった。従って、今後の研究において、入射波の周波数に関する注意が必要であり、例えば、超音波を用いて行なう岩石試料内のP波伝播速度の測定結果と現地での測定結果、あるいは音波検層の結果と Well Shooting の結果とを比較する場合などには周波数の違いを考慮する必要がある場合も生じるものと思われる。

参考文献

- [1] 佐々宏一, 劉 明治, 杉本卓司 (1984): 水で飽和した亀裂を含む岩盤のP波伝播特性, 第6回岩の力学国内シンポジウム講演論文集, 163-168.
- [2] Wyllie, M. R. J., Gregory, A. R. and Gardner, L. W. (1956): Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media, *Geophysics*, 21, 41-70.

第4章 亀裂岩盤のRQDとP波速度との関係に関する数値シミュレーション

4.1 緒言

直達P波を利用して現位置岩盤評価を行うためには、現位置岩盤評価に用いられている工学的指標と現位置でのP波測定によって得られる情報との定量的関係を明らかにする必要がある。

亀裂岩盤を定量的に評価する尺度の一つにRQD[1]がある。RQDとは、ボーリングによって採取したコアからある基準長さ（通常10 cm）以上のコアを取り出し、そのコアの積算長の区間長に対する割合を百分率で表したものである。一般に、岩盤内に亀裂が多く存在すると採取されるコアの長さは短くなるため、RQDの値は小さくなる。また、亀裂のほとんどない良好な岩盤ではRQDは100%に近い値を示す。RQDの値のみでさまざまな岩盤内の亀裂の状態を必ずしも正確に把握できるわけではないが[2]、RQDはボーリングによる現位置岩盤の簡便な定量的評価方法として広く用いられており、ボーリング柱状図に併記されることが一般的になっている。

一方、岩盤内のP波速度は岩盤を構成している岩石の種類によって変化するだけでなく、岩盤内の割れ目の存在により低下する。従って、岩盤のP波速度を測定することにより岩盤評価を行うことができる。さらに、岩盤のP波速度とその岩盤から採取した岩石試料のP波速度とを比較し、速度の低下の程度から岩盤内の割れ目の程度を評価することが可能である。この目的のために亀裂係数、割れ目指数、岩盤良好度などのP波速度を利用した指標が提案されており[3]、これらの指標と動弾性係数などの力学的指標との関係についても研究されている[4]。

杉本[5]は実測データを岩種別に整理し、RQDとP波速度との関係についての興味深い結果を得ている。Fig. 4.1にその結果の一例を示した。杉本による実測結果は、RQDとP波速度との間に直線関係があることを示している。このように、RQDとP波速度との関係が定量的に明らかになれば、P波速度を利用する岩盤評価において有益であると考えられる。

本章では、現位置岩盤調査で測定されたP波速度を定量的な岩盤評価へ適用するために、RQDとP波速度との関係について数値シミュレーションによって検討を行った。亀裂の数及び分布状態とRQDとの関係について検討した後、亀裂を含む岩盤の数値モデルを作成し、数値シミュレーションによってRQDとP波伝播速度との関係について検討を行った。

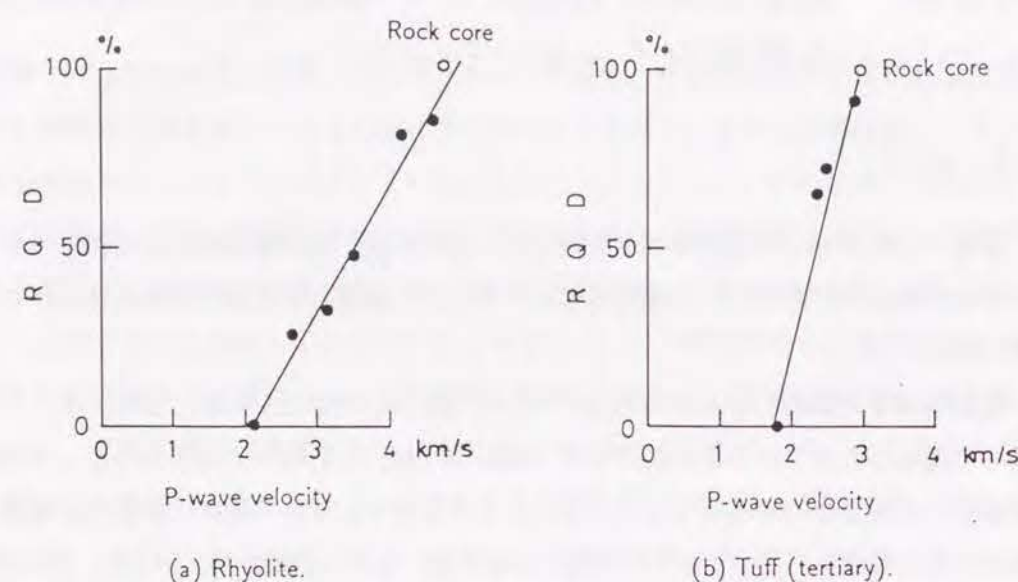


Fig. 4.1: Examples of the relation between RQD and P-wave velocity (Sugimoto, 1979).
(a) Rhyolite. (b) Tuff (tertiary).

4.2 数値シミュレーションの方法及び亀裂岩盤のモデル

前章までに、岩盤内の亀裂を低速度薄層とみなして亀裂岩盤を通過する P 波の伝播特性について検討した。その結果、P 波の波長が亀裂の幅に比べてかなり長い場合には、岩石と亀裂との境界面を透過のみを繰り返して透過した波動と、岩石と亀裂との境界面の間で多重反射した波動とが重畳して透過波を形成していることを明らかにした。

本章では、前章で開発したコミュニケーション・マトリックスと呼ばれるマトリックスを用いる方法（付録 A.1）を使用して P 波伝播の数値シミュレーションを行った。この方法では、各境界面で発生する反射波、透過波をすべて考慮することができる。従って、震源及び受振点の間に存在する層内あるいは層間での多重反射波がすべて含まれた波形を計算することができるため、本章で行う数値シミュレーションの方法として適切である。

数値シミュレーションで使用する亀裂岩盤のモデルを作成する際には、RQD を計測する区間内の岩盤をモデル化し、モデルの両端にそれぞれ震源及び受振点を設けた。モデル化の際に、RQD を計測する区間外に存在する亀裂からの反射波の影響も含めるようにモデルを大きく設定することもできる。しかし、前章までの考察から、測定される透過 P 波の初動部分は、主にすべての境界面を透過のみで伝播した波動及び亀裂内部での多重反射波であることが明らかになっており、測定区間外からの反射波の影響を無視しても結果には大きな影響はないものと考えられる。

この数値シミュレーションの方法及び使用する岩盤モデルは 1 次元のモデルであるため、亀裂はつねに波動の進行方向に対して直交する。従って、平行な節理や層理が発達した岩盤に波動を垂直に入射させた場合に関してはこのモデルで十分表現することができる。しかし、実際の岩盤にはさまざまな方向の亀裂が存在している岩盤もあり、通常 2 ないし 3 方向の亀裂群が卓越するといわれている。また、ほぼ一定な方向をもつ亀裂が卓越している岩盤の場合でも、測線の配置により波動の進行方向が主な亀裂の方向と直交しない場合もある。そのため、このモデルですべての実際の岩盤を表現することは必ずしも適当ではない。しかし、波動の伝播方向とほぼ平行な方向をもつ亀裂の存在は波動の伝播にほとんど影響を及ぼさず、波動の伝播方向と直交する方向の亀裂ほど P 波速度に及ぼす影響が大きくなること、また、ボーリングコアからはボーリング孔の軸方向に平行な方向の亀裂ほど検出が困難になることから考えると、このモデルによって亀裂の存在が岩盤の RQD 及び P 波速度に及ぼす最大の影響を見積もることができると考えられる。すなわち、実際の調査において亀裂の影響を正確に評価するためには、あらかじめ主要な亀裂の方向が既知の場合には、可能な限り亀裂に直交する方向にボーリングを行い、P 波速度測定の測線を設定することが必要である。

本章での数値シミュレーションの対象としている多数の薄層から構成されている媒質では、使用する波動の波長（周波数）が波動の伝播特性に大きく影響する。これについては既に前章で詳しく検討を行っている。この数値シミュレーションでは、広く使用されている機械的な打撃や爆薬震源による比較的浅いボーリング孔を用いた P 波速度測定を想定している。そこで、入射波には正弦波の 1 周期分を用い、その周波数は 100 Hz とした。

この数値シミュレーションでは、実際の現地測定の結果から得られる P 波速度について検討することを目的としている。実際に観測される波形信号にはノイズが含まれている。そこで、数値シミュレーションによって計算された波形から波形の立ち上がりを読み取る際に、波形には数%程度のノイズが存在するものとみなして、波動の到達による波形の立ち上がりの振幅が波動の第 1 ピークの振幅の 5 % まで増加した時刻を初動の到達時刻とみなした。モデルの両端で入射波、透過波のそれぞれについて初動の読み取りを行い、検出された初動到達時刻の差を P 波が伝播するのに要した時間とみなした。P 波速度はモデルの長さをこの伝播時間で除して算出した。このようにして計算された P 波速度は、実際に測定される P 波速度と同じであるとみなすことができる。なお、初動到達時刻を検出する波形の立ち上がりの振幅のしきい値を変化させても得られる P 波速度にはほとんど影響がないことを確認してある。

4.3 岩盤内の亀裂の状態と P 波速度との関係

RQD はある基準長さ以上のコアの積算長として定義されているため、RQD が等しくても亀裂の分布状態及び数が異なる場合があることが考えられる。逆に、亀裂数を決定してもその分布状態によって RQD が異なるため、一般に RQD の値のみでは亀裂の数を決定することはできない。Priest and Hudson[6] は統計学的検討から亀裂がランダムに分布するとした仮定が実際の岩盤状況によく一致することを示し、また、この場合には亀裂間の間隔すなわちコアの長さはポアソン分布に従うことから、亀裂の発生頻度は指数分布になることを示している。RQD を算出する際のコアの基準長さのしきい値を t 、単位長さあたりの亀裂数を λ とすると、RQD と λ との関係は次式で表される。

$$RQD_t^* = 100(\lambda t + 1)e^{-\lambda t} \quad (4.1)$$

通常、基準長さには $t=10$ cm (0.1 m) が用いられるため、(4.1) 式は次式になる。

$$RQD = 100(0.1\lambda + 1)e^{-0.1\lambda} \quad (4.2)$$

そこで、RQD を計測する区間長 1.5 m の区間内の亀裂数を 5~35 に変化させ、亀裂の分布状態がランダムであると仮定して各亀裂数に対してそれぞれ 20 個のモデルを作成し、亀裂数と RQD との関係を調べた。ここで亀裂の幅は 1 mm に設定した。

Fig. 4.2 に亀裂数と RQD との関係を示した。また、得られた結果を最小二乗法を用いて直線で近似した結果を図中に太い実線で示した。この図から、亀裂数が等しくても RQD は 20~30 % 程度の範囲に分布していることがわかる。しかし、1.5 m 区間内の亀裂数が 5 から 35 の範囲内では、亀裂数の増加とともに RQD はほぼ直線的に減少することがわかる。また (4.1) 式から RQD と 1.5 m 区間内の亀裂数との関係を求め、図中に細い実線で示した。理論曲線はシミュレーション結果よりもやや高い RQD の値を与えるが、これは理論式では亀裂の幅を考慮していないためであると考えられる。この理論曲線からも、この亀裂数の範囲では RQD と 1.5 m 区間内の亀裂数との関係はほぼ直線とみなせることがわかる。

具体的に亀裂が存在する岩盤のモデルを作成するためには、岩石及び亀裂内部を充填している物質の物性、亀裂の数、幅、分布状態などを設定しなければならない。そこで、以下の項では、亀裂岩盤内の P 波伝播のモデリングを行って得られた波形から P 波速度を求め、それらの要因が P 波速度に及ぼす影響について検討を行った。使用する波長の関係も考慮して、水または水で飽和した粘土や細砂などの充填物が充填した、幅が数

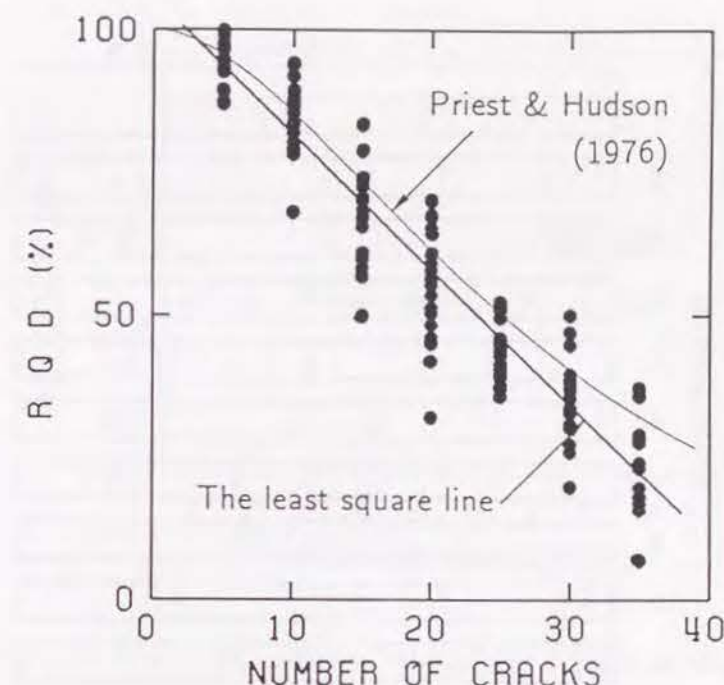


Fig. 4.2: RQD as a function of number of cracks.

mm の亀裂を対象としてモデル化した。

4.3.1 亀裂の分布状態が P 波速度に与える影響

まず始めに、亀裂の幅及び数を一定に保ち、亀裂の空間的分布状態の変化が P 波速度に及ぼす影響について検討した。実際に存在している亀裂の分布状態は千差万別であるが、Priest and Hudson[6] によれば、岩盤内の亀裂は統計的にランダムに分布しているとみなすことができる。そこで、亀裂はランダムに分布していると仮定してモデルを作成した。

Fig. 4.3 に、亀裂数を 20 と一定にして作成した 10 個の亀裂岩盤モデルを示した。測定区間、すなわちモデルの長さは 1.5 m であり、亀裂の位置は図中に縦線で示されている。この亀裂の分布状態は一様乱数によって設定した。図より、亀裂の分布がランダムであると仮定したモデルは亀裂を含む岩盤モデルとして不自然ではないことがわかる。

このモデルでは岩石部分の密度は 2.5 g/cm^3 、P 波速度は 4.5 km/s とした。亀裂の間に挟在する粘土や細砂の P 波速度は報告されていないが、海底の沖積粘土層、あるいは沖積砂層の P 波速度を測定した例 [7] によると P 波速度は $1.5 \sim 1.7 \text{ km/s}$ である。また、池田 [8] によると破砕帯の粘土層の弾性波速度は $0.8 \sim 2.5 \text{ km/s}$ である。そこで、亀裂部分の密度は 1.5 g/cm^3 、P 波速度は 1.5 km/s に設定した。以後、本章では亀裂内に充填してい

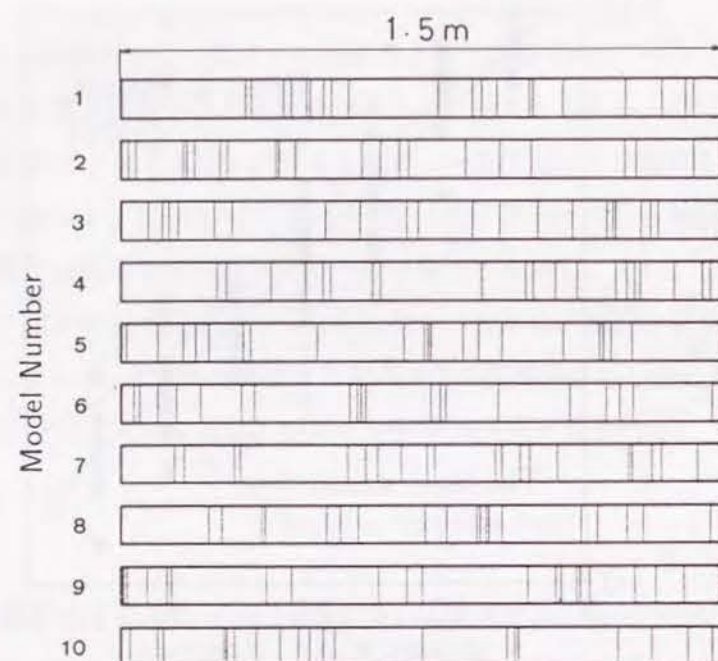


Fig. 4.3: The models used for the simulation. The number of cracks of each model is the same but the distribution of the cracks is different.

る物質の物性値としてこれらの値を用いることにする。従って、岩石から亀裂（水あるいは水で飽和した粘土や細砂）に P 波が入射する場合には反射係数及び透過係数はそれぞれ 0.667、1.667 となり、また、亀裂から岩石へ入射する場合にはそれらはそれぞれ -0.667、0.333 となる。ここで、負の反射係数は位相の反転を表す。

このモデルでは亀裂の幅は 3 mm とすべて一定にした。実際の岩盤に比べて亀裂を誇張してあるが、その理由は、その方が亀裂の分布状態の違いが伝播速度に及ぼす影響が大きくなるため、その影響の検討に有効であると考えたためである。

これらのモデルに対して数値シミュレーションを行い、得られた波形から P 波速度を求めた。

Fig. 4.4 に亀裂の分布状態の違いと P 波速度との関係を示した。横軸の番号は Fig. 4.3 に示したモデル番号に対応している。Fig. 4.4 より、亀裂の分布状態の違いによる P 波速度の変化は最大でも 1 % 以内であり、亀裂の分布状態の違いは P 波速度にはほとんど影響を与えないことがわかる。従って、このように一様乱数で亀裂の位置を設定したモデルでは亀裂の分布状態の違いを考慮する必要がないことが明らかになった。

次に、同様のモデルについて亀裂の数をそれぞれ 10、20、30 とした場合について P 波

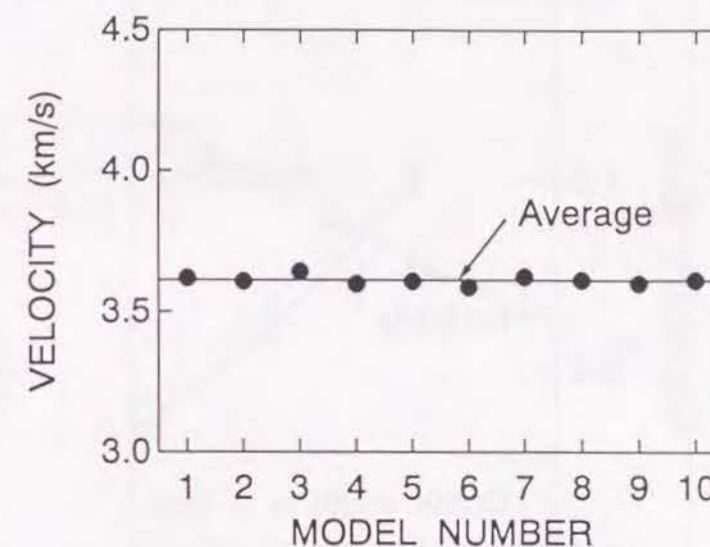


Fig. 4.4: Effect of distribution of cracks on P-wave velocity.

速度を求めた。岩盤の条件のよい場合には、爆薬震源によって 1000 Hz 程度の周波数の波動を発生させることも可能である。そこで、ここでは波動の周波数を 1000 Hz とした場合についても計算を行った。Fig. 4.5 にその結果を示した。図中に、亀裂の分布状態の違いによる P 波速度のばらつきの最大値及び最小値を縦線で示した。

また、亀裂の数を 20 と一定にし、亀裂の幅をそれぞれ 1 mm、2 mm、3 mm とした場合についても計算を行った。Fig. 4.6 にその結果を示した。

これらの結果より、前述したように、P 波速度は亀裂の分布状態にはほとんど影響されないことがわかる。また、使用した周波数の範囲では、波動の周波数による違いは亀裂の数及び幅の影響に比べて小さいことが明らかになった。従って、これ以降の検討では波動の周波数は 100 Hz を使用する。P 波速度は、亀裂の数あるいは亀裂の幅によって大きく影響を受けることがわかる。そこで、次に、これらの要因が P 波速度に及ぼす影響について検討した。

4.3.2 亀裂の数が P 波速度に与える影響

ここでは、亀裂の数が P 波速度に与える影響について検討した。1.5 m の区間内の亀裂数を 2 から 36 まで変化した亀裂数の異なるモデルを多数作成し、それぞれのモデルについて P 波速度を求めた。ここでは、前のモデルと同様に岩石部分の密度を 2.5 g/cm³、P 波速度を 4.5 km/s に、また、亀裂部分の密度を 1.5 g/cm³、P 波速度を 1.5 km/s に設定

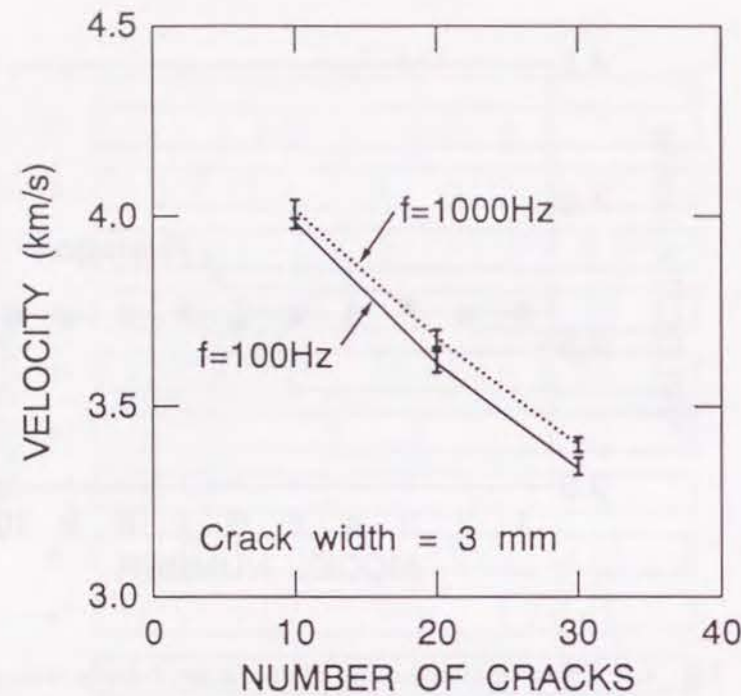


Fig. 4.5: P-wave velocity versus number of cracks of the models with same crack width.

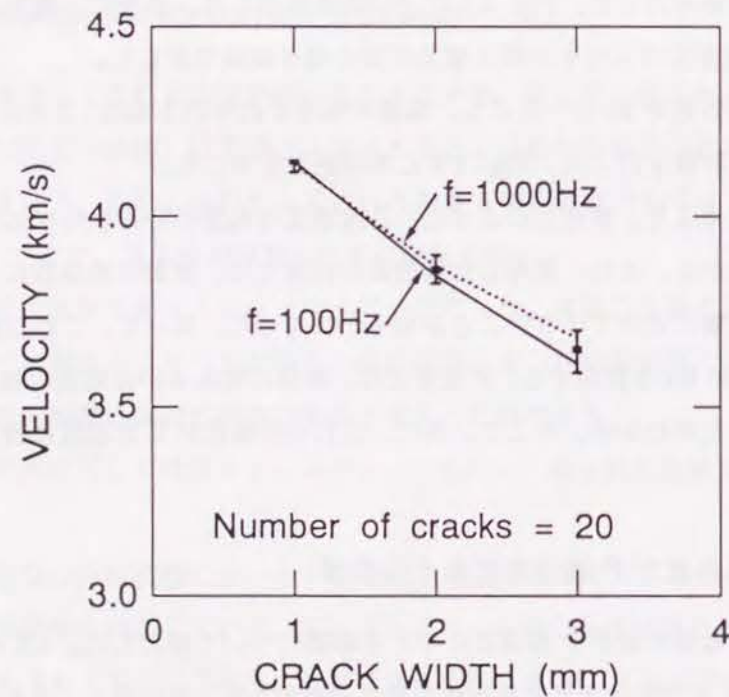


Fig. 4.6: P-wave velocity versus crack width of the models with same number of cracks.

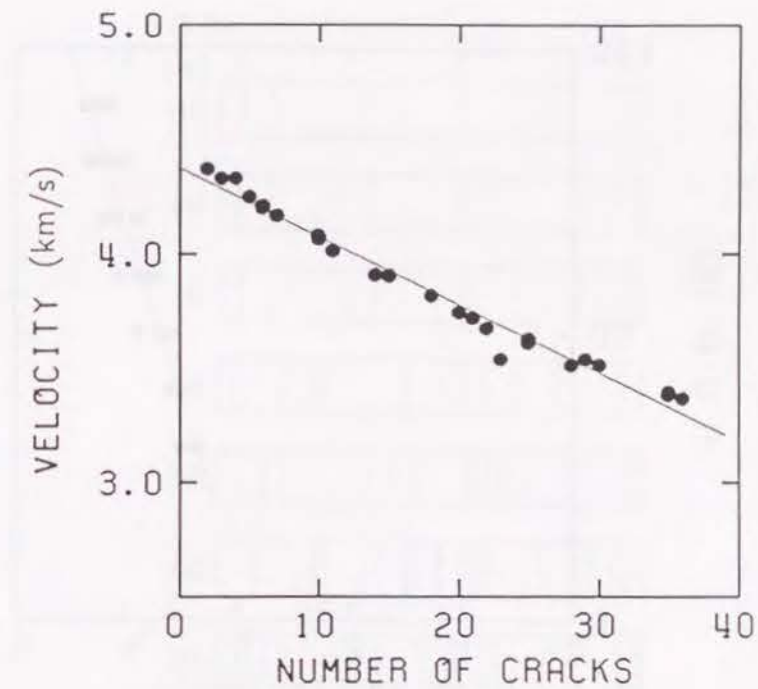


Fig. 4.7: P-wave velocity versus number of cracks.

した。亀裂は幅が 1 mm、2 mm、5 mm のものを混在して分布させた。亀裂の幅の平均は約 2.4 mm であり、各モデルでほぼ一定である。

Fig. 4.7 に亀裂数と P 波速度との関係を示した。図中に丸印で示したのがそれぞれの亀裂数に対するモデルの P 波速度であり、これらを直線で近似した結果を実線で示した。この図より、亀裂数が増加すると P 波速度はほぼ直線的に減少することがわかる。

さらに、これらのモデルの RQD を求め、RQD と P 波速度との関係に整理し直した結果を Fig. 4.8 に示した。図中の実線は丸印で示されたそれぞれのデータを直線で近似した結果である。等しい RQD の値をもつモデルでも亀裂数が若干異なるため、P 波速度に多少ばらつきがみられるが、RQD が減少すると P 波速度がほぼ直線的に減少していくことがわかる。

ここまでの検討により、RQD と P 波速度との関係はほぼ直線関係であることが明らかとなった。その理由は、亀裂数と RQD との関係及び亀裂数と P 波速度との関係がともにほぼ直線関係であるためであると考えられる。

4.3.3 亀裂の幅が P 波速度に与える影響

亀裂の分布状態及び亀裂数と RQD との関係を検討した結果より、各 RQD の値に対して Fig. 4.9 に示したような亀裂が分布するモデルを設定し、これ以降の検討に使用した。

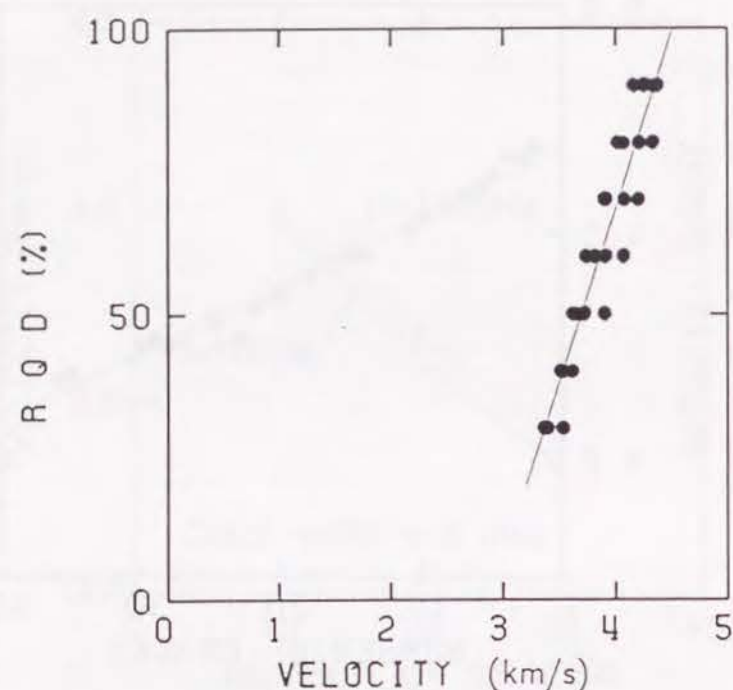


Fig. 4.8: P-wave velocity as a function of RQD.

このモデルの亀裂の位置は一様乱数によって発生させたランダムな分布であり、亀裂数と RQD との関係は Fig. 4.2 の直線で示される関係を使用して設定した。

次に、亀裂の幅が RQD と P 波速度との関係に及ぼす影響について検討した。岩石及び亀裂の密度及び P 波速度はそれぞれ前のモデルと同じであり、亀裂の位置及び数は Fig. 4.9 に示したモデルを用いた。亀裂の幅はすべてのモデルで一定とし、幅を 1 mm、2 mm、3 mm と変化させた。

Fig. 4.10 に RQD と P 波速度との関係を亀裂幅をパラメータとして示した。図中で三角で示してあるのが RQD が 100 %、すなわち亀裂のない岩盤あるいは岩石試料の P 波速度で、黒丸で示してあるのが数値シミュレーションによって求められた各 RQD に対する P 波速度である。亀裂幅が大きいほど、同じ RQD をもつモデルでも P 波速度が小さくなることからわかる。RQD と P 波速度との関係は直線関係を保っているが、亀裂幅が変化すると直線のグラフ上での位置及び直線の傾きが変化することがわかる。

4.3.4 岩石の性質の変化が P 波速度に与える影響

次に、岩石に対応する媒質の性質を変化させ、RQD と P 波速度との関係がどのように変化するかについて検討した。Fig. 4.9 に示した亀裂位置と亀裂数のモデルに対して、岩石部分の性質を変化させたモデルを作成し P 波速度を求めた。

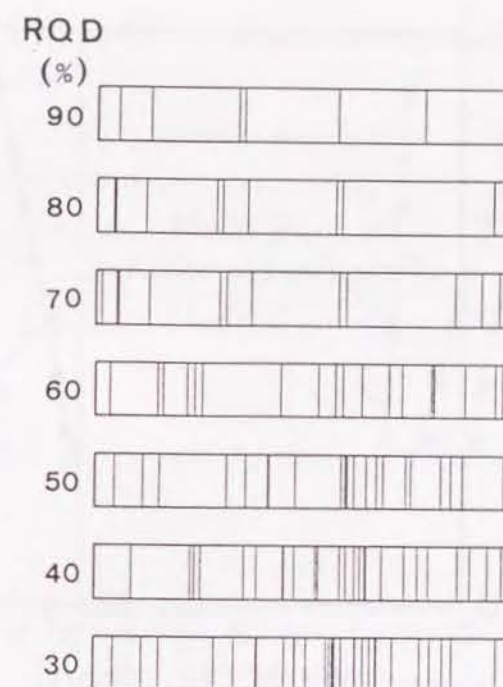


Fig. 4.9: The models used for the simulation. The models represent the crack model for each RQD value.

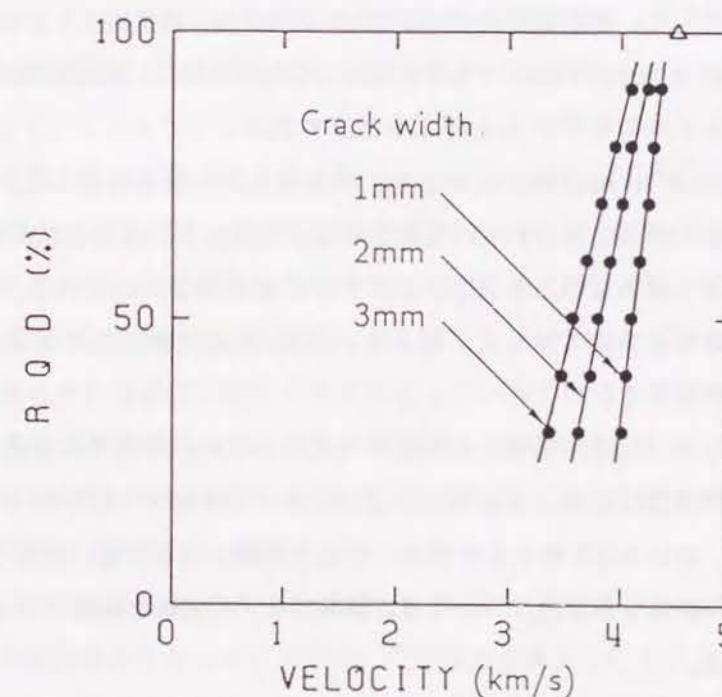


Fig. 4.10: P-wave velocity as a function of RQD at different values of crack width.

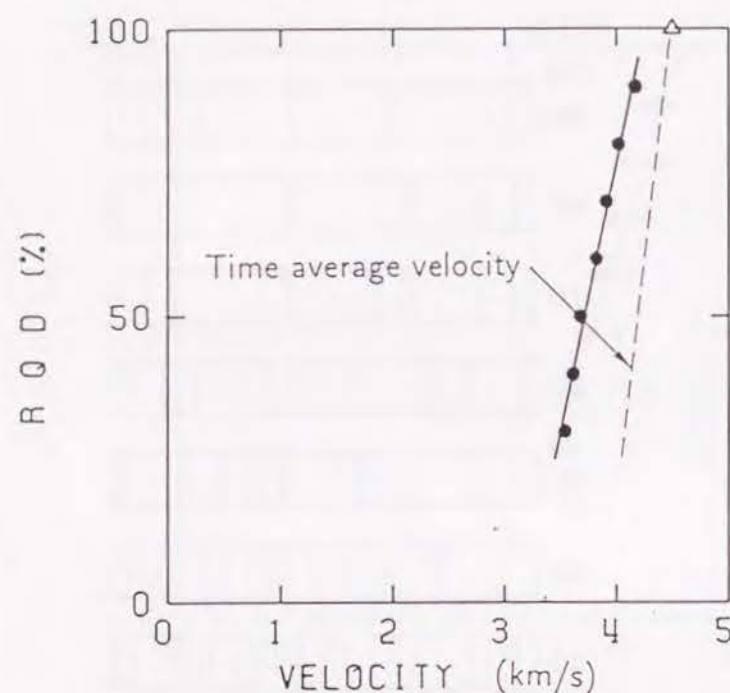


Fig. 4.11: P-wave velocity as a function of RQD for model A and its comparison to time average velocity.

始めのモデルでは比較的硬い岩石を想定し、岩石部分の密度を 2.5 g/cm^3 、P 波速度を 4.5 km/s に設定した。亀裂部分の P 波速度は 1.5 km/s 、密度は 1.5 g/cm^3 に設定した。亀裂の幅は 1 mm 、 2 mm 、 5 mm のものを混在して分布させた。亀裂の幅の平均は約 2.4 mm である。このモデルをモデル A と呼ぶことにする。

Fig. 4.11 にモデル A に対する RQD と P 波速度との関係を示した。Fig. 4.10 と同様に、三角は RQD が 100 %、すなわち亀裂のない岩盤あるいは岩石試料の P 波速度を、黒丸は計算によって求められた各 RQD に対する P 波速度を示している。また、それらを直線で近似した結果を実線で示した。図より、RQD が減少すると P 波速度が直線的に減少していることがわかる。

また、Wyllie et al.[9] の提唱した時間平均式から求めた時間平均速度を図中に破線で示した。時間平均速度は数値シミュレーションによって得られた波形から求めた P 波速度と異なっており、同じ RQD をとるモデルに対して実際よりも大きい値をとることがわかる。このような違いが生じる原因については、前章でモデル実験と数値シミュレーションによって確認している。

以上のように、実際に測定によって得られる P 波速度は時間平均速度ではなく、これを時間平均速度であるとみなして解釈すると、亀裂幅の合計の評価を誤ることになる。例え

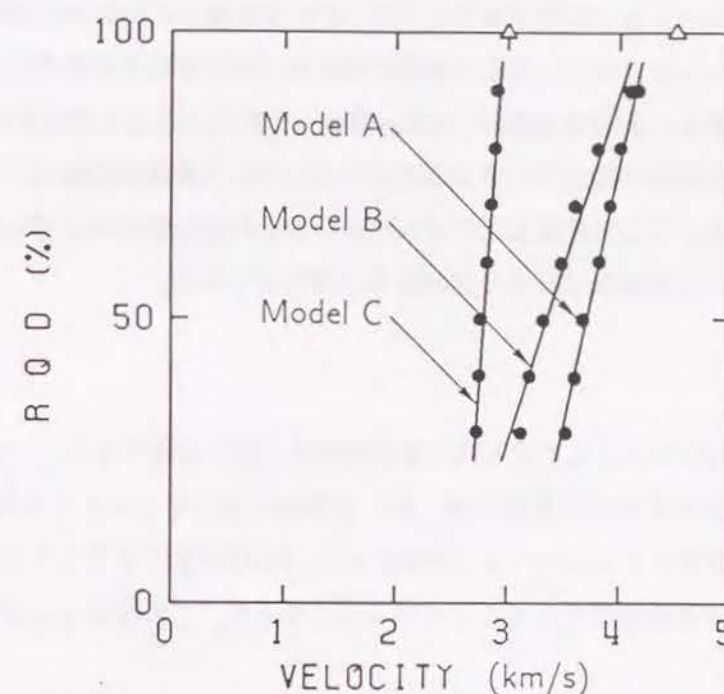


Fig. 4.12: Comparison of P-wave velocity as a function of RQD for model A, B and C.

ば、 $\text{RQD} = 30 \%$ の場合には測定によって得られる P 波速度は 3527 m/s であるが、この値から時間平均式によって算出した区間内で亀裂の占める割合は 13.8% となる。実際のモデルではこの割合は 4.2% であり、亀裂幅の合計を過大に評価することになることがわかる。

次に、亀裂の周囲で岩石が変質し劣化しているような岩石をモデル化し、P 波速度を算出した。変質しているとみなした部分の密度を 2.0 g/cm^3 、P 波速度を 2.25 km/s とし、この変質部分を亀裂の周囲に設けた。岩石及び亀裂部分の密度及び P 波速度はそれぞれモデル A のものと同一である。従って、岩石から変質部分、また、変質部分から亀裂に波動が入射する場合の反射係数はそれぞれ 0.429 、 0.333 となる。亀裂の数、幅、位置はモデル A と同一である。この変質部分を含むモデルをモデル B と呼ぶことにする。

また、やや軟らかい岩石に対応するモデルとして、岩石部分の密度を 2.3 g/cm^3 、P 波速度を 3.0 km/s としたモデルについても計算を行った。この場合には、岩石から亀裂に波動が入射する場合の反射係数は 0.508 になる。亀裂の数、幅、位置はモデル A と同一である。これをモデル C と呼ぶことにする。

Fig. 4.12 にモデル A～C のそれぞれに対する RQD と P 波速度との関係を示した。モデル B、すなわち変質部分を含むモデルでは、変質部分を含まないモデル A より直線の傾きが小さくなっていることがわかる。また、モデル C では、岩石の P 波速度が小さいため低速側へ直線が移動し、傾きは大きくなっていることがわかる。

数値シミュレーションの結果から、RQD と P 波速度との関係はほぼ直線関係であることが明らかになった。また、岩石の性質や変質部分の有無などの要因によって直線の位置や傾きが変化することが明らかになった。Fig. 4.1 に示した杉本の実測結果を見ると、(a) の流紋岩の場合に比べてコアの P 波速度が小さい (b) の凝灰岩の場合には直線の傾きが大きくなっている。ここで設定したモデル A~C がこれらの岩石に必ずしも対応しているわけではないが、この結果は杉本の実測結果と調和的である。

4.4 結 言

岩盤の RQD は主として岩石内の亀裂の頻度を表す指標である。一方、岩盤内の P 波速度は、岩石の物性の他に亀裂の数、幅、充填物の物性などの多くの要素に影響される。本章で行った数値シミュレーションの結果より、RQD が低下すると P 波速度は低下し、両者の関係はほぼ直線関係であることが明らかになった。この結果は杉本による実測結果と調和的である。

また、亀裂岩盤に関しては、実測される P 波速度は Wyllie et al. の時間平均式から求められる時間平均速度とは異なることも確認した。

また、本章で行った数値シミュレーションにより、RQD と P 波速度との関係は岩石の性質や変質部分の有無などによって変化することが具体的に示された。今回の数値シミュレーションでは考慮しなかった岩石や亀裂内部の媒質の粘性、あるいは不飽和の亀裂の存在などの要素は、P 波速度をさらに低下させる方向に作用すると考えられる。

今後、さらに実際の岩盤の状況に近いモデルの弾性波の応答を計算できる方法が開発されれば、弾性波測定結果と現位置岩盤の力学的指標との関係についてのより詳細な検討が可能になると考えられる。

参 考 文 献

- [1] Deere, D. U. (1963) : Technical description of rock cores for engineering purposes, *Rock Mech. and Eng. Geol.*, 1, 16-22.
- [2] 土質工学会編 (1989) : 岩の調査と試験, 100-101.
- [3] 池田和彦 (1967) : 弾性波探査と土地地質, *物理探査*, 20, 22-34.
- [4] 工藤慎一 (1960) : ダム基礎岩盤の調査 — Geophysical な方法による岩盤の物理性質の調査に関して —, *土木技術資料*, 2, 96-101.
- [5] 杉本卓司 (1979) : RQD と弾性波速度, *地質工学*, 11, 91-95.
- [6] Priest, S. D. and Hudson, J. A. (1976) : Discontinuity spacing in rock, *Int. J. Rock*

Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 13, 135-148.

[7] 総合安全工学研究所編 (1984) : 水中発破, 101.

[8] 池田和彦 (1980) : 破碎体の性状と弾性波速度, *物理探査*, 33, 34-41.

[9] Wyllie, M. R. J., Gregory, A. R., and Gardner, L. W. (1956) : Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media, *Geophysics*, 21, 41-70.

第5章 粘性による減衰及び低速度薄層の存在による減衰がP波に及ぼす影響

5.1 緒言

岩盤内部を伝播する弾性波は幾何学的発散、媒質の不均質による透過損失や散乱によって減衰するほかに、岩石の非弾性的性質すなわち粘性によってもそのエネルギーが吸収され減衰する。岩石に粘性が生じる原因としては、岩石を構成している鉱物粒子の粘性と粒子間の摩擦、岩石内部に存在するマイクロクラックで生じる摩擦及びそれらの空隙内部の流体の移動などによる波動のエネルギーの損失が考えられている（例えば [1, 2, 3]）。これらの空隙のスケールは波動の波長に比して非常に小さいため、それらが波動に及ぼす影響は粘性という現象として評価される。

前章までに、岩盤内に薄い層構造とみなすことのできる亀裂の存在がP波の速度や振幅などに及ぼす影響について詳細に検討した。その結果、低速度薄層の存在によってP波の波形や振幅が複雑に変化することが明らかになった。従って、実際の岩盤において観測される波動には、亀裂の存在による減衰と粘性による減衰との両方が影響していると考えられる。従来は振幅の減衰はすべて粘性減衰に起因するとみなして評価を行っていたが、両者の波動に及ぼす影響の特徴を把握することにより実際の岩盤における観測データから岩盤内の亀裂の影響と粘性減衰の影響とを分離できれば、より詳細に現位置岩盤を評価することが可能になる。そこで、本章では低速度薄層の存在によって生じる波動の減衰と岩石の粘性によって生じる波動の減衰とについて数値シミュレーションにより検討を行った。また、現位置岩盤及び岩石試料の減衰特性の比較、及び数値シミュレーションによって亀裂の存在が岩盤の減衰特性に及ぼす影響について検討を行った。

5.2 低速度薄層及び粘性減衰の影響の数値シミュレーション

まず始めに、粘性のない均質な弾性媒質内に多数の亀裂が存在する場合に、P波の伝播に伴いP波がどのような影響を受けるか、伝播距離と波形の変化との関係について数値シミュレーションによって検討した。

低速度薄層とみなすことのできる亀裂が存在する岩盤内のP波伝播の数値シミュレーションの方法には、前章までに開発した z 変換領域におけるマトリックスを使用する方法が有効である。この方法では、多層構造媒質に波動が垂直入射した場合に発生するすべての多重反射波を含む透過、反射の応答を計算することができる。

ここで、本章で使用する構造モデルに適するようにシミュレーションの方法を改良した。 z

変換領域でのシミュレーションでは、透過及び反射の応答を求めるために付録A.1の(A.13)式に示した z 変換領域での逆計算を行う必要がある。通常は直接この逆計算を行うことができるが、層数が多い場合には計算が不安定になり解が発散することがある。特に、亀裂岩盤モデルのように反射係数の絶対値が大きい場合には不安定になりやすく、亀裂数が40程度で発散してしまった。また、間接的な解法では正確なインパルスレスポンスが得られない。従って、P波の伝播に伴う波形の変化を計算する場合には、伝播距離が大きくなるに従って低速度層の層数が増加するため、ある伝播距離以上ではこの方法を用いて計算を行うことが困難になる。

透過波の波形は、各層内及び層間での多重反射波を含めた波動が伝播する領域全体の透過特性によって形成される。しかし、実際には波動の継続時間は有限であることから、透過波の波形を構成するのは最も到達時刻の早い波動から入射波の継続時間の数倍程度以内の時間遅れで到達する波動であると考えてもよい。また、実際の観測においては時間遅れが大きくなるとS波、表面波などの他の波動が混入する。従って、領域全体の透過特性を計算することができなくても、P波の初動からある時間の範囲内に到達するP波の応答を計算すればよい。そこで、以下に述べる近似的方法を考案した。

この方法では、震源から測線上に多数の受振点を設置した場合を想定している。まず、波動が伝播する領域をいくつかの部分に分割し、震源から順にそれぞれの部分に対する波動の透過応答を求めていく。小さく分割された各部分において計算が発散しなければ、最終的に伝播距離の大きなモデルの全体の透過応答を得ることができる。Fig. 5.1に1回の計算の対象になる分割された構造モデルの1部分を示した。モデルは3つの部分からなり、震源側からそれぞれ後方部分、伝播部分、前方部分と呼ぶことにする。仮の震源は後方部分と伝播部分との境界に、受振点は伝播部分と前方部分との境界に設ける。いま、Fig. 5.1に示すように、伝播部分の波動の反射特性及び透過特性をそれぞれ $R_p(z)$ 、 $T_p(z)$ とし、前方部分、後方部分の反射特性をそれぞれ $R_f(z)$ 、 $R_b(z)$ とする。震源から受振点へ向かう方向へ進行する波動を前方伝播波、逆方向へ進行する波動を後方伝播波と呼ぶことにする。震源から射出される前方伝播波、後方伝播波をそれぞれ $F_0(z)$ 、 $B_0(z)$ とすると、受振器位置での前方伝播波、後方伝播波 $F(z)$ 、 $B(z)$ はそれぞれ次式で表される。

$$F(z) = T_p(z)F_0(z) + R_b(z)T_p(z)B_0(z) \quad (5.1)$$

$$B(z) = R_f(z)F(z) \quad (5.2)$$

ここで、震源からの後方伝播波 $B_0(z)$ が伝播部分で反射し、さらに後方部分で反射した後再び伝播部分へ入射する波動や、受振点での後方伝播波 $B(z)$ が再び伝播部分で反射し

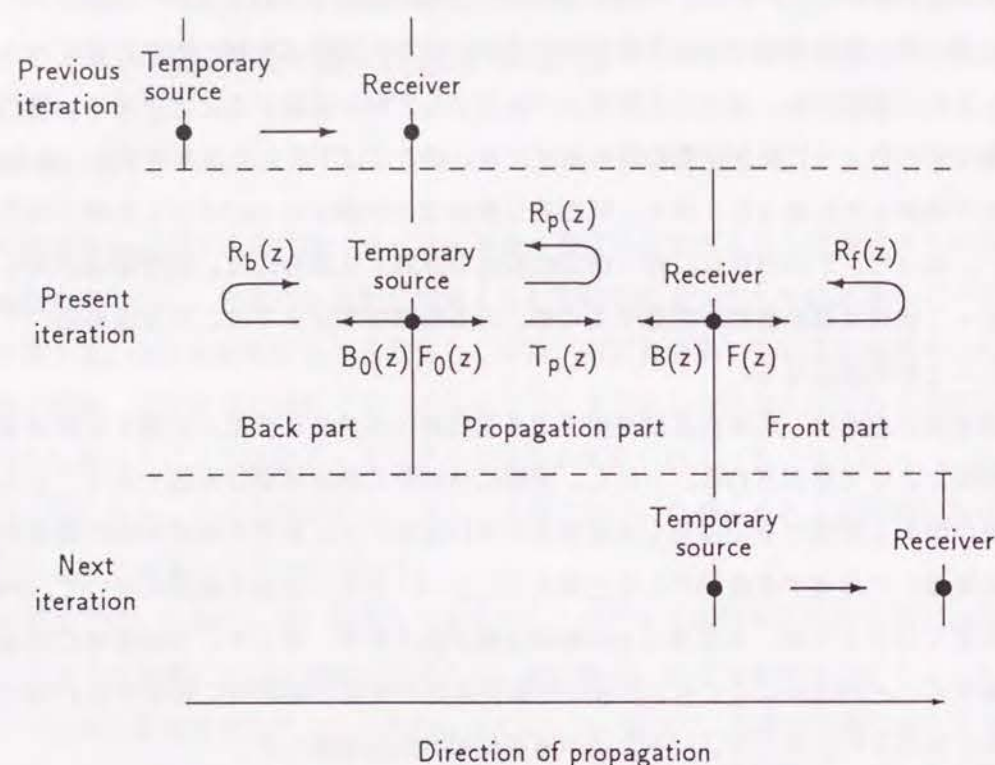


Fig. 5.1: Schematic view of the divided structure model.

で前方に伝播する波動などは、時間遅れが大きい、あるいはエネルギーが小さいという理由でその影響は小さいものとして無視している。

次に、モデルを伝播部分の長さだけ前進させ、受振点で求められた前方伝播波 $F(z)$ 及び後方伝播波 $B(z)$ が、次のモデルでの仮の震源からそれぞれ前方、後方に射出される入射波 $F_0(z)$ 及び $B_0(z)$ であるとみなして計算を継続する。すなわち、波動の進行に伴って、その計算の対象としている領域の前後の影響を考慮しながら、より前方の受振点での応答を計算していく。このようにすれば、伝播距離が大きい場合の波動の透過特性を解を発散させることなく、かなり正確に求めることができる。

この改良した計算方法を用いてP波伝播のモデル計算を行った。モデルは、亀裂岩盤に震源から10 m 間隔に10個の受振器を設置した測線長100 mの測定を想定したモデルである。モデルの岩石部分及び亀裂部分の密度はそれぞれ 2.5 g/cm^3 及び 1.5 g/cm^3 、P波速度はそれぞれ 4500 m/s 及び 1500 m/s に設定した。亀裂の数は各伝播部分内で20個とした。伝播部分の長さは10 m であるから平均亀裂密度は $2/\text{m}$ である。亀裂の厚さはすべて1 mm であり、亀裂位置はランダムである。入射波には正弦波形の1周期分を使用し、その周波数を変化させた。

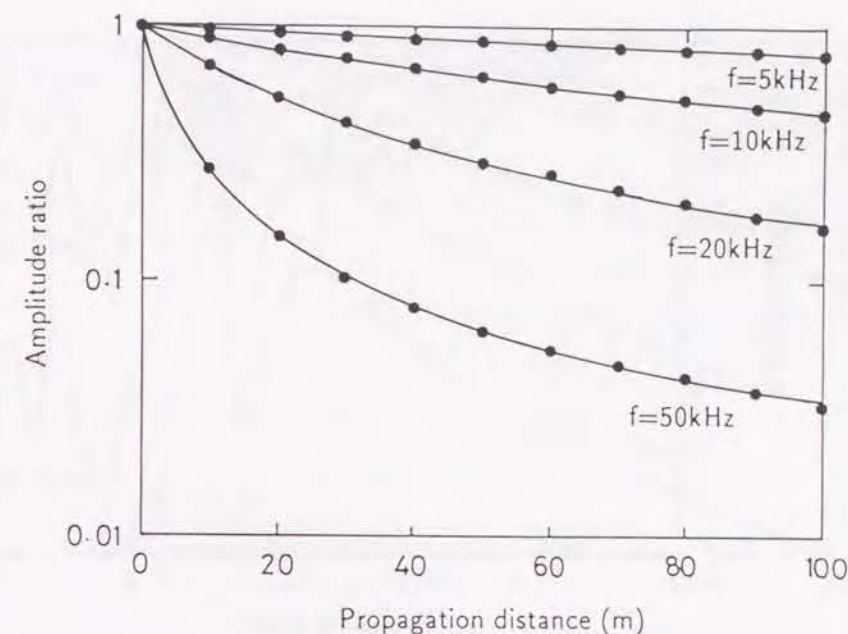


Fig. 5.2: Amplitude ratio versus propagation distance for cracked non-viscous model.

Fig. 5.2 に伝播距離と振幅比との関係を示した。振幅比は入射波の振幅に対する透過波の振幅の比で定義した。図より、伝播距離が大きくなるに従って振幅が減少していくことがわかる。すなわち、亀裂岩盤内では波動は伝播に伴ってしだいにそのエネルギーを失い減衰することがわかる。粘性減衰による振幅の減少との比較は後述するが、それとよく似た傾向を示している。また、図より、振幅の減少の程度は周波数によって大きく変化することがわかる。例えば、入射波の周波数が5 kHz 以下の場合には亀裂の存在は波動にほとんど影響を及ぼしていない。この場合、亀裂の幅 d に対する亀裂内でのP波の波長 λ の比 λ/d は300 であり、亀裂の幅の合計 d_a に対する比 λ/d_a は1.5 である。一方、入射波の周波数が50 kHz の場合には、振幅はかなり減少する。また、周波数が低い場合には伝播距離の増加に伴って振幅は指数関数的に減少するが、周波数が高くなるにつれてその傾向から離れていくことがわかる。入射波の周波数が高いほど振幅が大きく減少する理由としては、波動の周期が短いため波動の継続時間内の時間遅れで到達する波動のエネルギーが少なくなるためであると考えられる。

Fig. 5.3 に入射波の振幅スペクトルに対する透過波の振幅スペクトルの比を示した。ここに示した振幅スペクトル比はウィンドウ幅2.0 kHz のParzen ウィンドウをかけ平滑化してある。振幅スペクトル比は平坦でなく各周波数成分によってかなり変化が激しいが、全

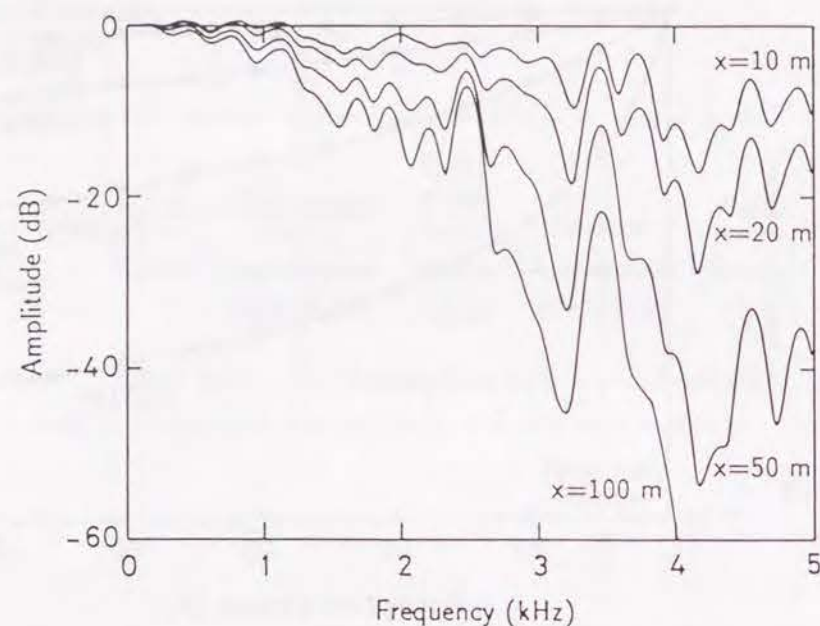


Fig. 5.3: Spectrum ratio of transmitted wave for cracked non-viscous model.

体的に高周波数の成分ほど減衰が大きく、また、伝播距離が大きくなるに従って各周波数成分の振幅が減少していることがわかる。従って、粘性減衰の存在する媒質の場合とよく似た傾向を示している。

次に、ここで計算した亀裂の存在による減衰の影響と比較するために、均質な粘性媒質内の波動の透過特性を計算した。媒質の Q 値が周波数に依存しない場合の均質な粘性媒質の透過特性は、Kjartansson[4] によって次式で与えられている。

$$B(x, \omega) = \exp \left[-\frac{x\omega_0}{c_0} \cdot \left| \frac{\omega}{\omega_0} \right|^{1-\gamma} \left\{ \tan \frac{\pi\gamma}{2} + i \operatorname{sgn}(\omega) \right\} \right] \quad (5.3)$$

$$\gamma = \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{1}{Q} \right) \quad (5.4)$$

そこで、(5.3) 式を用いて Q 値をパラメータとして各伝播距離における波動の透過特性を求め、波形を計算した。媒質の密度及びP波速度は亀裂岩盤モデルでの岩石部分のそれらと同じにした。

Fig. 5.4 に伝播距離と振幅比との関係を示した。これは入射波の周波数が 10 kHz の場合である。伝播距離が大きくなるにつれて振幅が減少していくことがわかる。従って、粘性媒質内で波動は伝播に伴ってしだいにそのエネルギーを失い減衰するが、その変化は亀

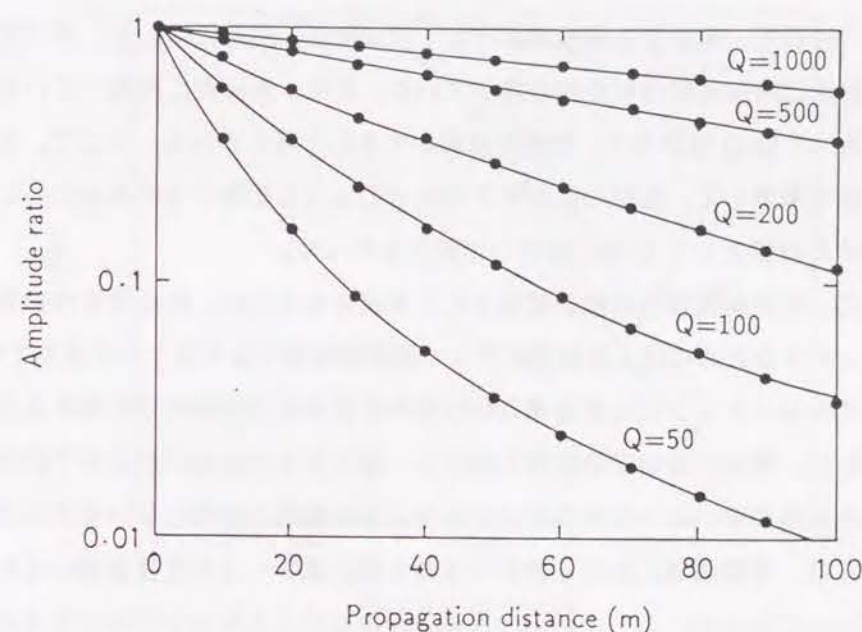


Fig. 5.4: Amplitude ratio versus propagation distance for homogeneous viscous model.

裂岩盤の場合と同様な傾向を示すことが明らかになった。

Fig. 5.2 と Fig. 5.4 とを比較すると、入射波の周波数が 10 kHz の場合には亀裂密度 2 /m の場合の振幅の変化は粘性媒質の場合の Q 値が 500 に相当していることがわかる。一般に、岩石の Q 値は乾燥した試料で数 10 から数 100、現位置岩盤では数 10 程度であることを考えると、波動の振幅や波形を用いて現位置岩盤を定量的に評価するためには、岩石及び亀裂内部に充満している物質の粘性を考慮する必要があると考えられる。

以上の結果より、波長に比べて非常に薄い亀裂が存在するような媒質では、媒質及び亀裂を弾性体として扱った場合でも、伝播に伴って振幅が減少し波形が変化することが明らかになった。また、これらの影響は粘性減衰が波動に及ぼす影響とその傾向がよく似ていることも明らかになった。一般に、現位置岩盤で観測される波動の振幅の減少、卓越周波数の低下、波形の伸びなどの現象は粘性減衰によって生じるものと考えられているが、岩盤内に多数存在する亀裂の影響によっても同様の現象が生じていると考えられる。しかし、振幅やスペクトルの特性を用いて粘性減衰の影響と亀裂の影響とを分離することは困難であると考えられる。

5.3 粘性媒質内での亀裂の影響の数値シミュレーション

前節では岩石、亀裂とも弾性媒質として扱ったが、実際には岩石、及び亀裂内に充填している粘土、水などには粘性が存在している。また、亀裂内に充填している物質は周囲の岩石と比べて低Q値であり、波動の減衰が大きいと考えられる。そこで、岩石及び亀裂内部の粘性を考慮して、亀裂の存在がP波にどのような影響を与えるかについて、亀裂岩盤を評価する指標としてQ値に着目して検討を行った。

一般に、粘性減衰は周波数の関数として表現されるため、粘性媒質内の弾性波の伝播をモデリングするためには z 変換領域でなく周波数領域で取り扱う方が便利である。そこで、数値シミュレーションには多層構造の波動の応答を周波数領域で計算する方法を採用した(付録A.2)。周波数領域での計算方法には、層の厚さの取扱いが自由であること、粘性減衰を組み込みやすいことなどの利点がある。粘性減衰が存在しないモデルの応答を計算する場合には、時間領域における波形を求める際に逆フーリエ変換を用いるため、応答が完全なパルスにならないこと、wrap aroundが生じることなどの問題があるが、粘性減衰の存在するモデルに関してはこのような問題は生じない。

本章における数値シミュレーションでは、粘性減衰のモデルとしてはQ値が周波数に依存せず一定であるとみなす、いわゆるConstant-Q理論を採用した。Kjartansson[4]によると、減衰特性を表すQ値と媒質内での波動の伝播特性を表す速度、減衰定数との関係は次式で表される。

$$\gamma = \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{1}{Q} \right) \approx \frac{1}{\pi Q} \quad (5.5)$$

$$c = c_0 \left| \frac{\omega}{\omega_0} \right|^\gamma \quad (5.6)$$

$$\alpha = \tan \left(\frac{\pi \gamma}{2} \right) \operatorname{sgn}(\omega) \frac{\omega}{c} \quad (5.7)$$

ここで、 ω_0 は任意の基準角周波数、 c_0 は ω_0 におけるP波速度(位相速度)である。

数値シミュレーションにあたっては、前節での弾性体モデルと同様に、岩石部分及び亀裂部分の密度をそれぞれ2.5 g/cm³及び1.5 g/cm³、P波速度をそれぞれ4500 m/s及び1500 m/sに設定した。粘性減衰については、岩石部分のQ値を100、亀裂部分のQ値を5、10の2通りに設定した。波動の伝播距離は100 mとした。亀裂の幅は1 mmで、伝播距離1 mあたりの亀裂数を0.1~20まで変化させたモデルを作成した。

計算された透過応答波形(周波数領域での計算の場合にはスペクトル)からQ値を算出するためには、スペクトル比法を用いた。ある基準点における振幅スペクトル $A_0(f)$ と距

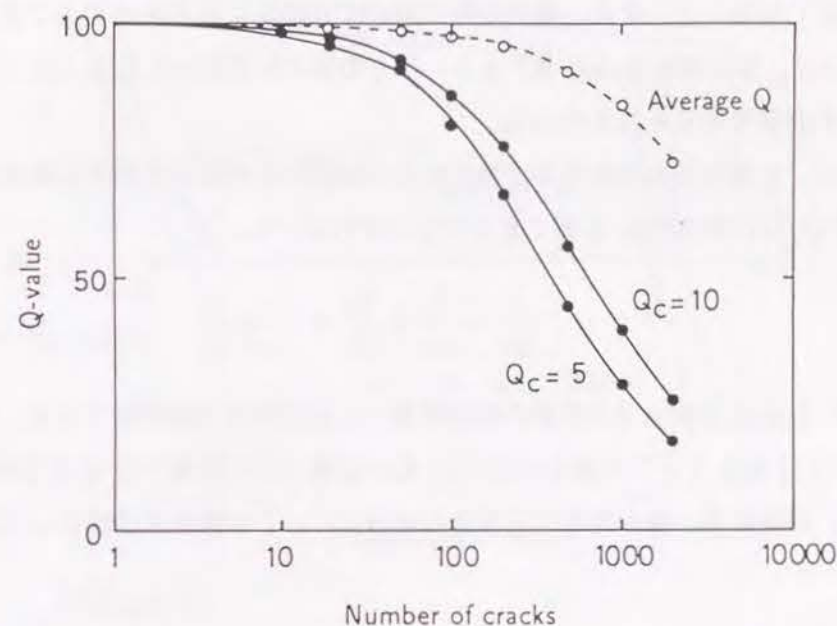


Fig. 5.5: Q-value versus number of cracks at different values of Q_c for cracked viscous model.

離 x だけ離れた受振点における振幅スペクトル $A(f)$ との間には次式が成立する。

$$A(f) = A_0(f) \cdot \exp(-\alpha x) \quad (5.8)$$

ここで、 α は減衰定数であり、Q値 Q 、P波速度 c 、周波数 f とを用いて一般に次式で表される。

$$\alpha = \frac{\pi f}{Qc} \quad (5.9)$$

(5.8)式の両辺の対数をとると、

$$\ln \left[\frac{A(f)}{A_0(f)} \right] = -\frac{\pi t}{Q} \cdot f \quad (5.10)$$

が得られる。ここで t は受振点での走時で $t = x/c$ である。(5.10)式で示されるようにスペクトル比の対数と周波数との関係は傾き $-\pi t/Q$ の直線になる。ここで得られるQ値は媒質全体の平均Q値であるとみなすことができる。

Fig. 5.5に得られた透過応答波形のスペクトルから算出した岩盤のQ値と亀裂数との関係を示した。図より、亀裂数が増加するに従ってQ値が減少していくことがわかる。この

結果より、岩盤内に亀裂が存在している場合には、観測される岩盤のQ値は岩石のQ値よりも小さくなること、また、亀裂の数に応じて岩盤のQ値が変化することが明らかになった。従って、現位置岩盤のQ値、あるいはその値と岩石試料のQ値とから岩盤内に存在する亀裂を評価できると考えられる。

一般に、Q値の異なる媒質が多数存在する媒質内を波動が伝播する場合には、構造全体のQ値 Q_a は次式の平均Q値で表されるとされている。

$$\frac{L}{Q_a} = \frac{L_1}{Q_1} + \frac{L_2}{Q_2} + \cdots + \frac{L_n}{Q_n} \quad (5.11)$$

ここで、 L_i は各媒質内での波動の伝播距離、 L は全体の伝播距離である。Fig. 5.5に、亀裂部分のQ値を5とした場合に(5.11)式から得られる単純平均Q値をあわせて示した。図より、非常に薄い層が存在する構造の場合には、この関係式は成立していないことがわかる。

5.4 岩石及び岩盤内でのP波の減衰特性に関する検討

5.4.1 岩盤内での弾性波の減衰の測定

測定は1989年7月に岐阜県神岡鉱山茂住鉱の坑内(-480 m 東3号付近)で行った。現場付近の岩盤は主として飛騨片麻岩からなり、他に石灰岩、スカルン型鉱床、塩基性岩脈などが存在している。

Fig. 5.6に震源及び受振点の配置を示した。震源には含水エマルジョン爆薬(日本油脂製チタマイト)50~100 gを用い、坑道壁面に穿孔した深さ約1 mの発破孔の孔底で爆発させた。図中の受振点1、2にはそれぞれ圧電型加速度計を設置し、振動波形を観測した。Fig. 5.7に測定装置の概略を示した。圧電型加速度計で観測した振動波形の信号をプリアンプ及びメインアンプで増幅した後、データレコーダ(TEAC製MR-40)に収録した。後日実験室内でデータを再生し、A-D変換器(SONY TEKTRONIX製390AD)でデジタル化した後、パーソナルコンピュータ及び大型計算機で処理した。

Fig. 5.8に受振点1、2で観測された波形の一例を示した。受振点1、2での初動の到達時刻の差から求めた受振点1、2間の岩盤のP波伝播速度は5530 m/sであった。受振点1での振動の継続時間は約10 msであるのに対し、受振点2では60 msと長くなっていることがわかる。また、受振点2の波形の場合には、初動到達後10 msの付近から振幅が増大していることがわかる。この原因は明らかではないが、異なる経路を伝播したP波あるいは変換S波などが時間的に遅れて到達したためである可能性もある。ここでは直達P波の減衰についてのみ検討するために、受振点2での波形に図中に示したような幅20 msの

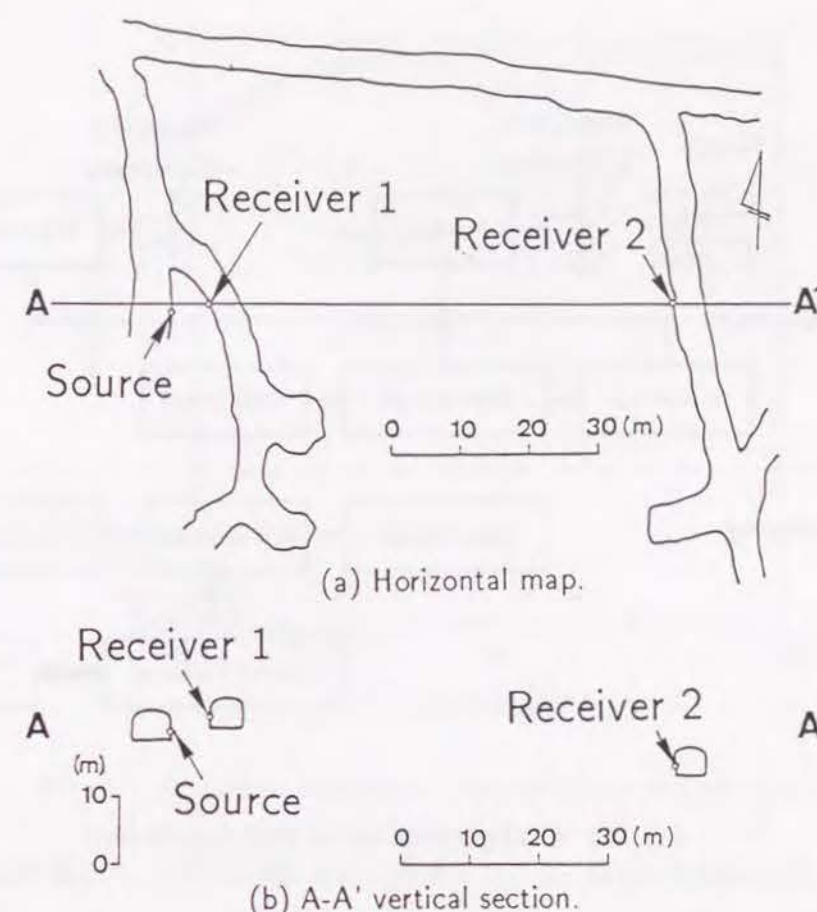


Fig. 5.6: Arrangement of the source and receivers. (a) Horizontal map of the gallery. (b) A-A' Vertical section.

ウィンドウをかけ初動部分のみを取り出した。

Q値の算出にはスペクトル比法を用いた。震源波形の振幅スペクトルを $A_s(f)$ 、受振点で観測された波動の振幅スペクトルを $A(f)$ とすると、両者の間には次式が成立する。

$$A(f) = A_s(f) \cdot A_g(f) \cdot A_a(f) \cdot A_i(f) \quad (5.12)$$

ここで、 $A_g(f)$ は幾何学的発散による減衰、 $A_a(f)$ は粘性などによる減衰、 $A_i(f)$ は測定機器の周波数特性を表す。受振点1、2で測定されたそれぞれの波形について $A_g(f)$ 及び $A_i(f)$ を補正し両者の比をとると、粘性などによる減衰の項のみが残り次式が得られる。

$$\frac{A_2(f)}{A_1(f)} = \frac{A_{a2}(f)}{A_{a1}(f)} = \exp\left(\frac{-\pi f x}{Qc}\right) \quad (5.13)$$

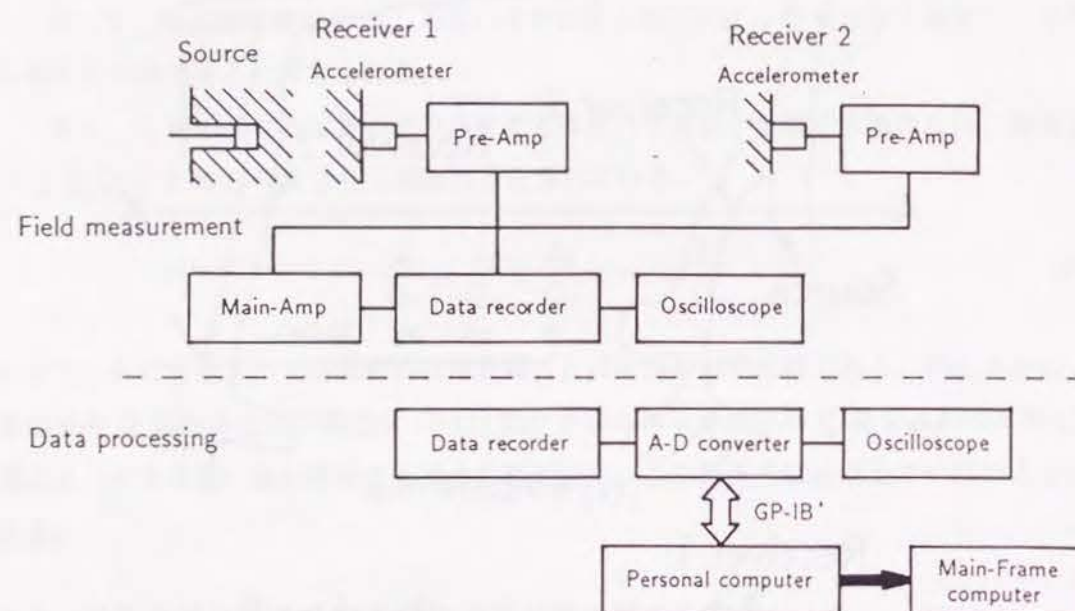


Fig. 5.7: Configuration of the field experiment.

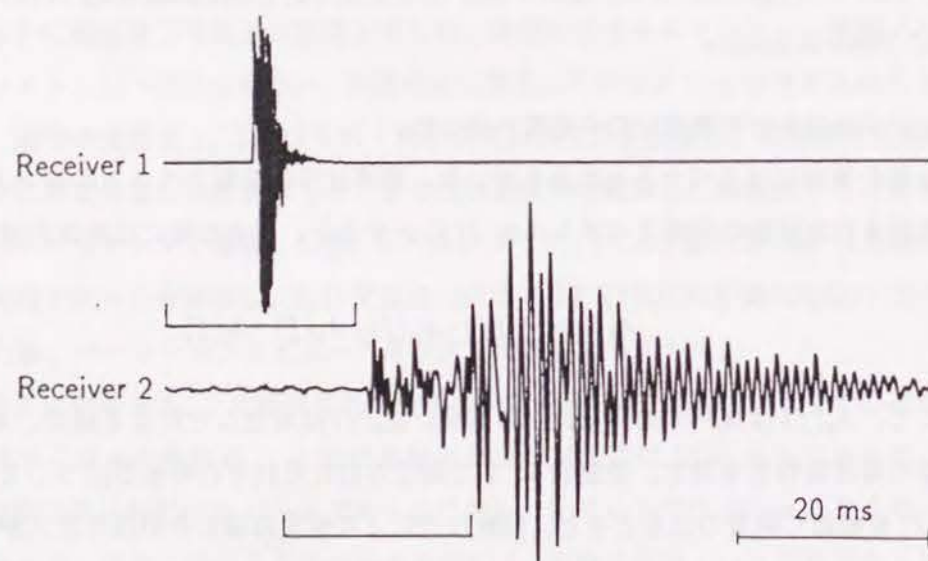


Fig. 5.8: Examples of the waveform obtained by the field experiment.

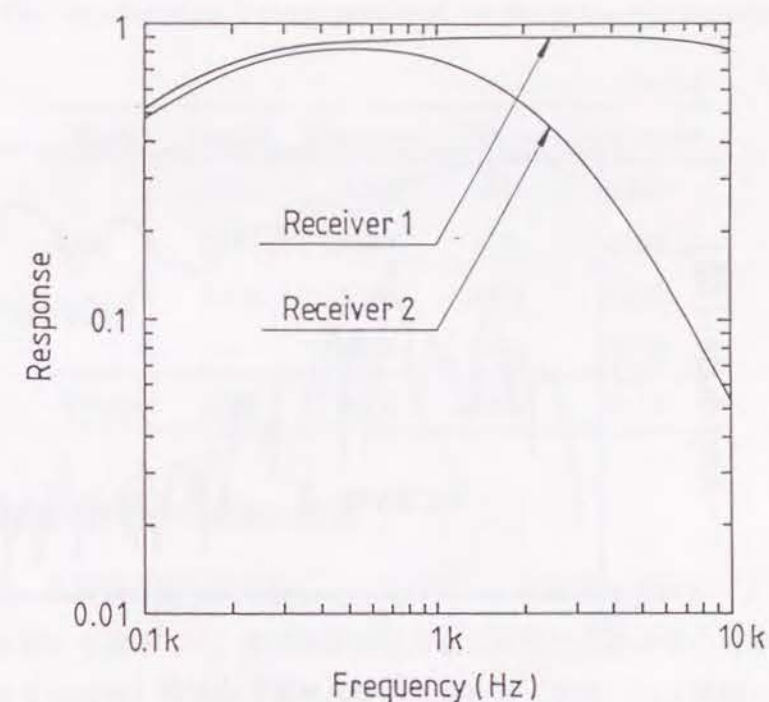


Fig. 5.9: Frequency response of the total measurement system.

ここで x は受振点 1、2 間の距離、 c は伝播速度である。両辺の対数をとると、

$$\ln \left[\frac{A_2(f)}{A_1(f)} \right] = -\frac{\pi t}{Q} \cdot f \quad (5.14)$$

が得られる。ここで t は受振点 1、2 間の走時差で $t = x/c$ である。(5.14) 式のようにスペクトル比の対数と周波数との関係は傾き $-\pi t/Q$ の直線になるため、媒質の Q 値を算出することができる。

Fig. 5.9 に測定機器の総合周波数特性を示した。メインアンプの高周波数応答が良くないため、受振点 2 では高周波数成分は数 kHz までしか記録されない。Fig. 5.10 に受振点 1 及び 2 で観測された波形の振幅スペクトルに $A_g(f)$ 及び $A_i(f)$ の補正を施した後の振幅スペクトルを示した。また、Fig. 5.11 に受振点 1 で観測された波形の振幅スペクトルに対する受振点 2 での振幅スペクトルの比を示した。Fig. 5.11 よりスペクトル比は 1~2.5 kHz の範囲でほぼ直線的に減少していることがわかる。そこで最小二乗法により直線の傾きを求め Q 値を算出した。その結果、この現位置岩盤の Q 値として 16~20 という値を得た。

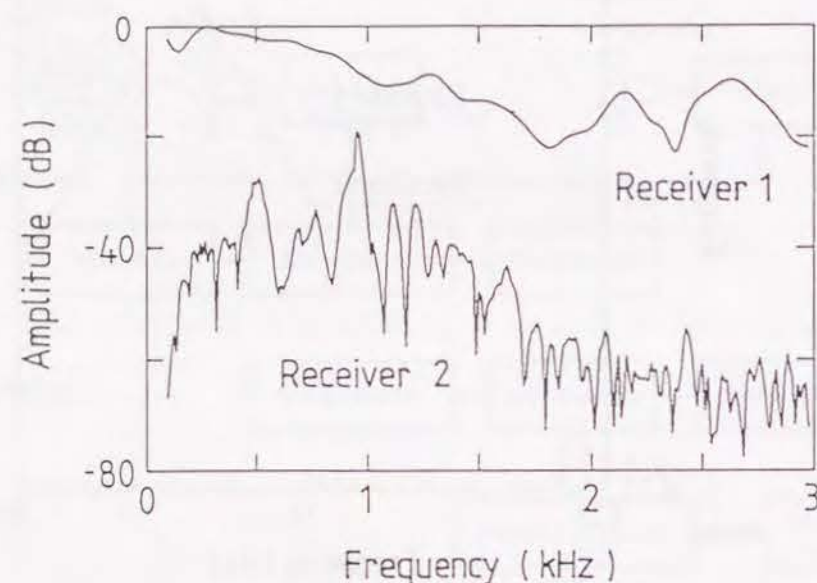
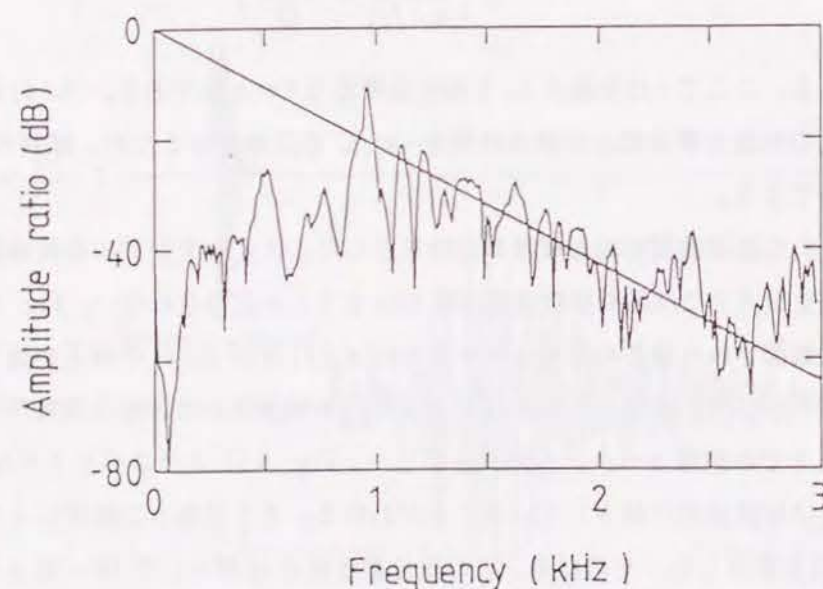
Fig. 5.10: Amplitude spectrum after correcting $A_g(f)$ and $A_i(f)$.

Fig. 5.11: Amplitude spectrum ratio of the two spectra shown on Fig. 5.10.

Table 5.1: The velocity of rock cores measured by the pulse-transmission method.

(m/s)				
Rock	Gneiss	Limestone	Skarn	Basic dyke
1	5860	5260	4880	5200
core 2	5360	5890	4790	4560
No. 3	5890	5480	4870	5270
4	—	5250	5050	5670
Average	5700	5470	4900	5170

5.4.2 岩石内での弾性波の減衰の測定

現地実験を行った現場付近の岩盤からコアを採取し、実験室内で岩石コアのP波速度及び減衰特性(Q値)を測定した。室内実験に使用した試料は実験現場の岩盤を構成している主な岩石である片麻岩、石灰岩、スカルン、塩基性岩(岩脈)の4種類であり、各試料について2~4本の試料を使用した。コアの直径は約2 cm、長さは約10~30 cmである。なお、P波速度測定とQ値測定とは使用したコアは同一ではない。

P波速度の測定は超音波パルス透過法によって行った。コアの一端に振動子を取り付け、もう一端に取り付けた加速度計で波の伝播時間を測定することによりP波速度を求めた。実験はコアを約1カ月間水中で浸水させた自然含水状態でを行った。

Table 5.1に測定したP波速度を示した。片麻岩のP波速度が5700 m/sと比較的大きく、石灰岩、塩基性岩、スカルンの順に小さくなることからわかる。

Q値の測定は共振法(自由振動法)[5]によって行った。コアの中央に歪ゲージを貼り付け、端面を打撃して自由振動をさせると、コア中に発生する歪は見かけ上正弦振動とみなせる連続波形の減衰波形になる。第1番目のピーク振幅を A_0 、距離 x だけ伝播した後のピーク振幅を A とすると、両者の間には次式が成立する。

$$A = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{\pi f x}{Q c_p}\right) \quad (5.15)$$

ここで f は周波数、 c_p は歪伝播速度であり、波形のピーク間の時間差を t_a 、コアの長さを L とすると、次式で与えられる。

$$f = \frac{1}{t_a} \quad (5.16)$$

$$c_p = \frac{2L}{t_a} \quad (5.17)$$

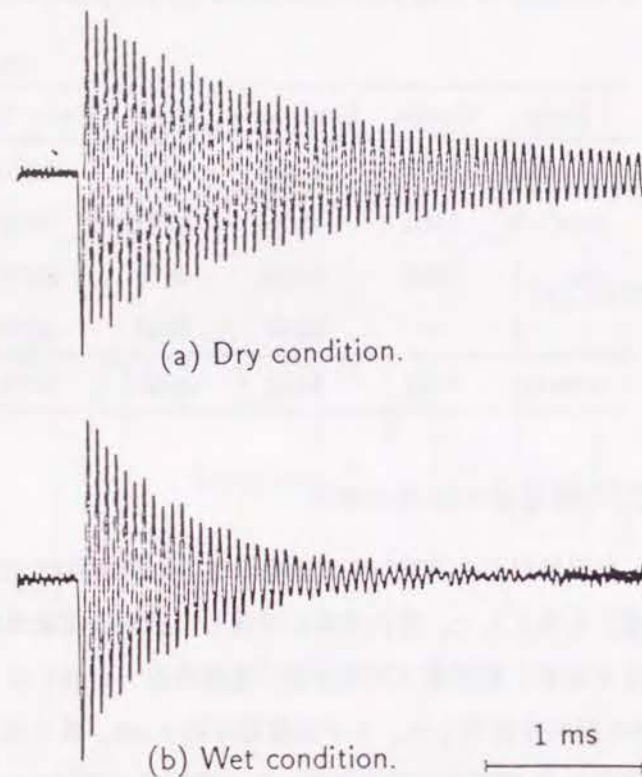


Fig. 5.12: Examples of the strain waveform obtained by the free-vibration method (Core : Basic dyke). (a) Dry condition. (b) Wet condition.

(5.17) 式より次式の関係が得られる。

$$\ln \left(\frac{A}{A_0} \right) = -\frac{\pi f}{Q c_p} \cdot x = -\frac{\pi f}{Q} \cdot t \quad (5.18)$$

従って、各ピークの振幅の第1ピークの振幅に対する比をとり、これを対数軸上に伝播距離あるいは伝播時間に対してプロットすると直線になり、この直線の傾きからQ値を求めることができる。

実験はコアを室内に長期間放置して乾燥させた自然乾燥状態の場合と、1カ月間水中で浸水させた自然含水状態の場合の両方について行った。Fig. 5.12 に塩基性岩脈のコアを使用した場合に観測された歪振動波形の一例を示した。また、Fig. 5.13 に Fig. 5.12 に示した波形について振幅比をプロットした結果を示した。Table 5.2 に各試料についてQ値を計算した結果を示した。

実験の結果、片麻岩の歪伝播速度及びQ値がその他の岩石に比べて比較的大きいことがわかる。片麻岩のQ値は試料によるばらつきが大きい、コアを採取することによって応

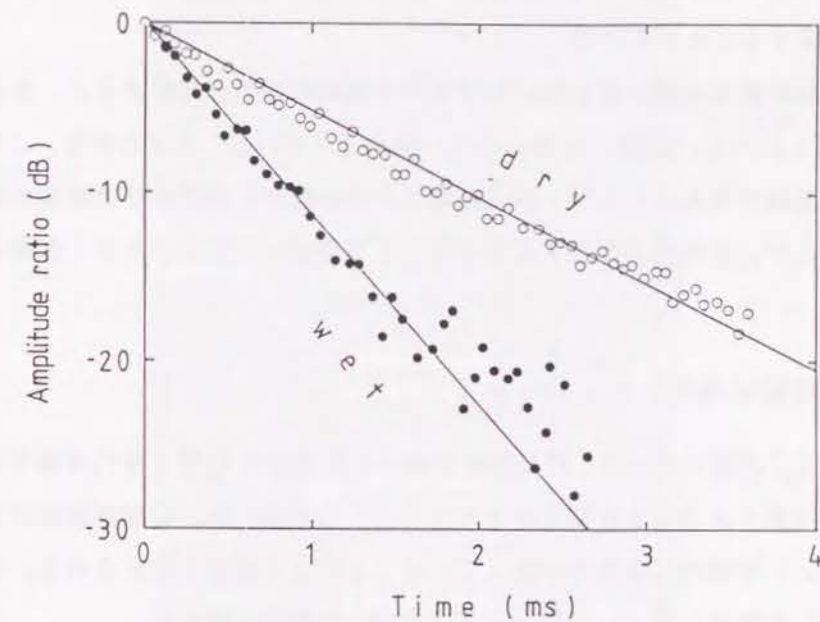


Fig. 5.13: Amplitude ratio versus propagation distance of the strain waveform shown on Fig. 5.12.

Table 5.2: Q-value of rock cores measured by the free-vibration method.

Rock	No.	Dry		Wet	
		Velocity (m/s)	Q-value	Velocity (m/s)	Q-value
Gneiss	1-1	4470	90	4740	17
	1-2	5170	194	5180	79
Limestone	2-1	4570	48	4750	26
	2-2	4670	26	4730	18
Skarn	3-1	4650	69	5080	28
	3-2	4820	109	5140	35
	3-3	4570	98	4610	22
Basic dyke	4-1	5320	77	5980	36
	4-2	5540	87	5910	37

力が解放され、異方性が出現した可能性も考えられる。また、どの岩石でも含水状態の場合には乾燥状態の場合に比べて歪伝播速度は最大12%増加するのに対し、Q値は30~80%とかなり減少することがわかる。

室内実験の結果を現位置岩盤における現地実験の結果と比較すると、含水状態の岩石コアのQ値と比べて、岩盤のQ値は小さい値をとっていることがわかる。この原因については多くの要因が考えられるが、測定現場付近の岩盤が片麻岩以外の数種の岩石で構成されていることや、岩盤内に存在する亀裂などの不連続面の存在が大きく影響していると考えられる。

5.4.3 亀裂岩盤のシミュレーション

これまでの実験結果より、現地実験で得られた岩盤のQ値と室内実験で得られた岩石のQ値とは差があることが明らかとなった。この原因には、岩盤が複数の岩石で構成されていること、岩盤内に亀裂が存在していることによる影響が考えられる。そこで、ここまでに開発した数値シミュレーション手法を用いて検討を行った。

まず、地質情報をもとに岩盤構造をモデル化し、室内実験で得られた物性値を岩盤の物性値として与えて地下構造のモデルを作成した。坑道壁面の観察により、この岩盤にはN40°Eの走向で断層が存在しており、断層の周辺では断層に沿う方向の走向を持つ水及び粘土で充填した亀裂が卓越していることが観察されている。そこで、坑道壁面で観察された断層及びこれらの主要な亀裂もモデルに組み込んだ。

これまでに開発した数値シミュレーションの手法はP波が垂直に多層構造内に入射する場合のP波の応答を計算する手法である。しかし、現地実験では現位置岩盤における断層及び亀裂などの主要な構造の走向がN40°Eであるのに対し、P波測定の測線はNS方向であるため数値シミュレーションの際に必要な垂直入射の条件が満たされていない。P波が任意の入射角度で層に斜めに入射する場合に対するこの方法の拡張も試みたが、層内あるいは層間で多重反射した波動の位相を正確に表現することができないこと、P-S、S-P変換波を考慮に入れることができないことなどの欠点があり、実用には不十分であった。岩盤構造のモデル化にあたっては不確定の要素が多いため、この数値シミュレーションによって現地測定を行った岩盤のQ値に関する定量的検討を行うことは断念し、P波が垂直に入射すると仮定して定性的検討を行うことにした。波動がある角度をもって斜めに入射する場合に、垂直入射を仮定したシミュレーション方法を採用することによって得られる透過応答にどのような影響があるかについて調べたところ、振幅スペクトルの形状に若干の違いがみられた。しかし、全体の減衰量は波動の伝播距離に強く支配されるため、平均Q値には大きな問題はないことが明らかになった。

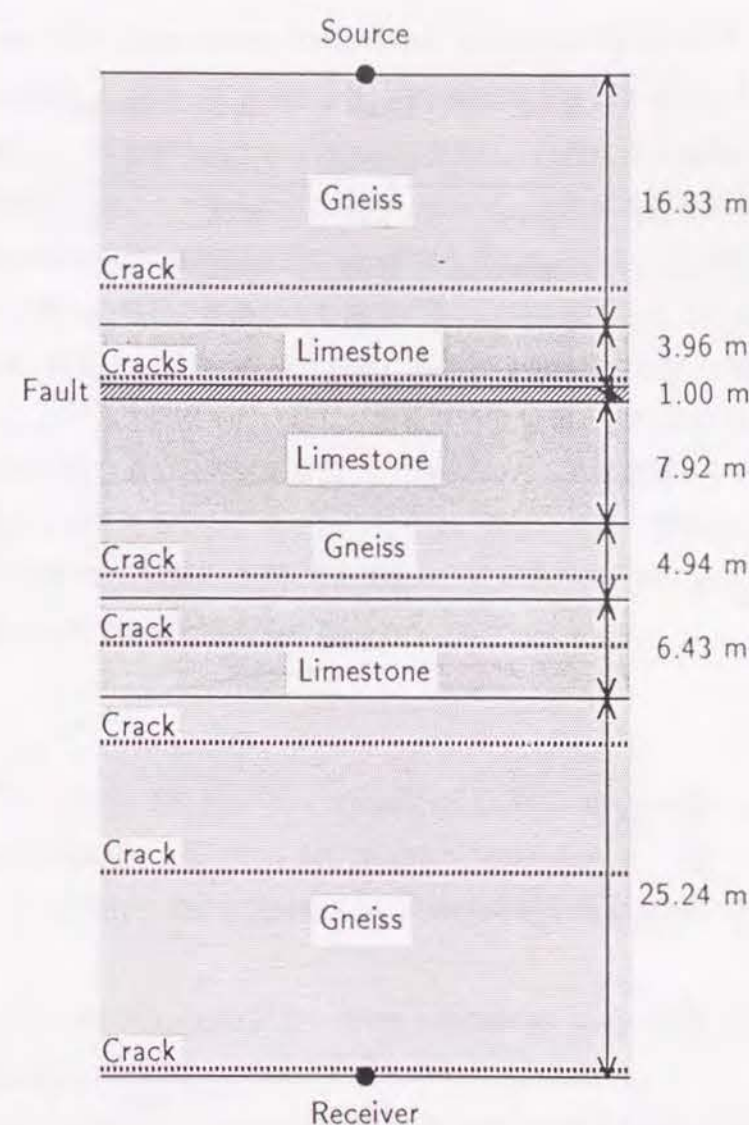


Fig. 5.14: The structure model of *in situ* rock mass used for the numerical simulation.

Fig. 5.14 にモデル化した岩盤構造を、Table 5.3 に与えた物性値を示した。片麻岩及び石灰岩のP波速度及びQ値は前項の室内実験で測定した値を用いた。また、密度も実測値を用いた。坑道壁面の観察によって観察された亀裂及び断層の物性値は資料などを参考にして設定した。亀裂の厚さは2 mm、断層の幅は1 mに設定した。

この岩盤構造モデルに多数の亀裂を加え、その数によって構造全体のQ値がどのように変化するかについて計算を行った。追加した亀裂の厚さは0.5 mm、密度は1.5 g/cm³、P波速度は1500 m/s、Q値は5に設定し、位置はランダムに与えた。亀裂数は100、200、500、1000とした。これらの構造モデルを用いて数値シミュレーションを行い、得られた

Table 5.3: Physical parameters of the structure model used for the numerical simulation.

Rock	Density (g/cm ³)	Velocity (m/s)	Q-value
Gneiss	2.81	5700	80
Limestone	2.69	5400	22
Fault	2.00	2000	10
Crack	1.80	1800	5

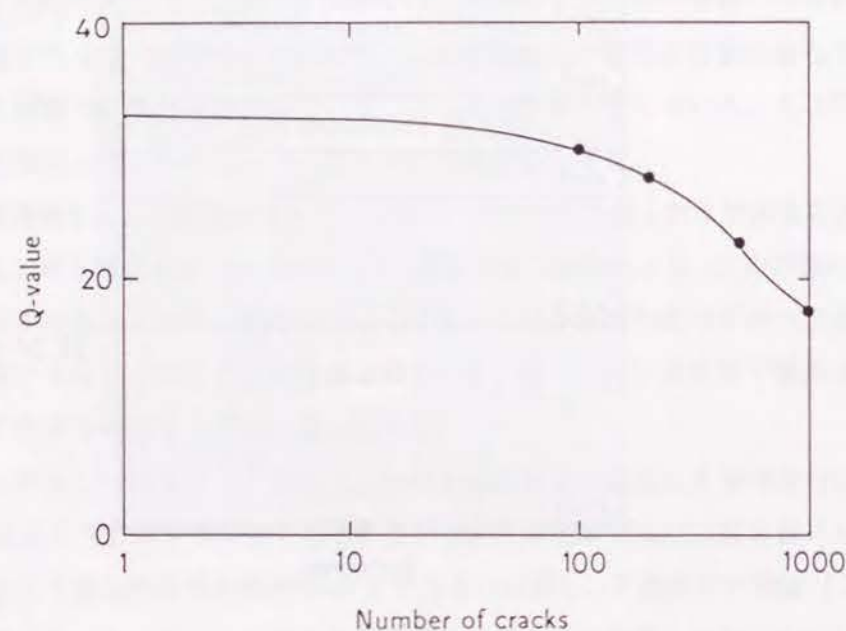


Fig. 5.15: Q-value versus number of cracks obtained by the numerical simulation.

透過応答スペクトルからQ値を算出した。

Fig. 5.15 に得られたQ値と亀裂数の関係を示した。亀裂を加えない場合の岩盤のQ値は33である。定性的ではあるが、亀裂数の増加とともにQ値が減少していくことがわかる。このように、低Q値の亀裂の存在を考えることにより、岩石のQ値と現位置岩盤のQ値との不一致を説明することができることが明らかになった。

5.5 結言

本章で行った数値シミュレーションにより、薄い亀裂の存在による減衰が波動の伝播に伴い波動の振幅あるいは振幅スペクトルに及ぼす影響は、粘性による減衰が波動に及ぼす影響と同様の傾向をもつことが明らかになった。従って、従来粘性減衰のみによって考えられていた波形の変化には、亀裂の存在による影響も含まれていることが明らかになった。しかし、両者を分離して亀裂の影響のみを抽出することは困難であると考えられる。

亀裂を低Q値の媒質として扱った場合には、亀裂数の増加につれて岩盤全体のQ値が減少していくことが明らかになった。また、岩石コアのQ値と現位置岩盤のQ値との比較から、亀裂の存在がQ値に及ぼす影響について検討した。その結果、Q値を亀裂の評価の指標として使用可能であることが明らかになった。今後、さらに精度のよい数値シミュレーション方法を用いて、亀裂の数や物理的性質などを定量的に評価することができれば、さらに岩盤評価に有効であると考えられる。

参考文献

- [1] Walsh, J. B. (1966) : Seismic wave attenuation in rock due to friction, J. Geophys. Res., 71, 2591-2599.
- [2] White, J. E. (1966) : Static friction as a source of attenuation, Geophysics, 31, 333-339.
- [3] Mavko, G. M. and Nur, A. (1979) : Wave attenuation in partially saturated rocks, Geophysics, 44, 161-178.
- [4] Kjartansson, E. (1979) : Constant Q-wave propagation and attenuation, J. Geophys. Res., 84, 4737-4748.
- [5] 山口梅太郎, 奥村誠 (1972) : 岩石中を伝ばする音波の減衰定数の測定, 材料, 21, 869-875.

第6章 高分解能探査のための高周波数探査システムの開発

6.1 緒言

前章までに、岩盤内部の亀裂の存在を探知しその影響を評価するための基礎的な知見を得ることを目的として、岩盤内に存在する亀裂がP波に及ぼす影響について検討を行った。その結果、亀裂が存在する岩盤のP波伝播特性は使用するP波の波長によって変化し、波長が短いほどより微細な構造の影響を受けることが明らかになった。従って、微細な構造を探査するためには、より波長の短い、言い換えればより高い周波数の波動を使用する必要がある。しかし、周波数の高い波動ほど粘性によって減衰しやすく、受振点で観測される波動の高周波数成分のエネルギーは小さくなるため、通常の探査システムでは高周波数の波動を検出することは必ずしも容易ではない。

以上の観点から、高分解能探査を実施するための探査システムが満足すべき条件は次の2点であると考えられる。すなわち、(1)震源から高周波数成分を多く含む波動を発生させること、(2)高周波数の波動を十分なS/N比で記録することである。そこで、本章では、(1)高周波数成分を多く含む波動を発生させることが可能な震源の開発、(2)高周波数の波動を記録することが可能な測定システムの開発の2点について基礎的な検討を行った。

6.2 高周波数探査システムの構成

6.2.1 高周波数震源

従来の弾性波探査において震源として使用されている爆発現象や機械的打撃は、ほとんどの場合岩盤などの媒質に直接衝撃を与えることによって弾性波を発生させている。一般に爆発震源によれば比較的高い周波数成分を含む波動を発生させることができるが、機械的打撃によって発生する波動の周波数はあまり高くないことが知られている。

本研究では、高周波数の波動を発生させる方法として、従来用いられている機械的打撃による発震の際に打撃物と媒質との間に金属板を挟むことを考えた。金属製のハンマーなどの打撃物と岩石とが衝突する場合に発生する波動の周波数があまり高くない理由として、岩石の硬度が低い場合衝突の際に岩石がハンマーに対し反撥せず変形し、両者の衝突時間が長くなることが考えられる。このため、岩石が軟らかいほど発生する波動の周波数は低下すると考えられる。金属板を挟み込み、金属製ハンマーと金属板とを衝突させることによって高い周波数成分を含んだ波動が発生すると考えられる。さらに、金属板が波動に共

6.3 室内実験による高周波数探査システムの検討

79

振してハンマーと岩盤との間で複雑に振動し、副次的な波動を発生させると考えられる。

6.2.2 高周波数測定システム

Fig. 6.1 に高周波数の波動を測定するための測定システムの概念を周波数領域で示した。(a)は通常の測定システムによってある波形信号を計測した場合の信号のスペクトルを示したものである。一般に岩盤や地盤を伝播する波動は、その媒質の状態に応じてある周波数成分付近にそのエネルギーが集中する。測定器の最大入力可能電圧より強い電圧信号は飽和してしまうため、波形信号を正確に記録するためには信号の増幅度を無制限に大きく設定することはできない。従って、比較的低周波数の成分が卓越する場合には、通常の測定システムでは高分解能の探査に必要な高周波数成分の増幅度が十分でなく信号のS/N比が悪いと考えられる。(b)に高周波数測定システムの場合を示した。このシステムでは、ローカット(ハイパス)フィルタを利用して卓越している低周波数成分を除去する。これによって、低周波数成分が含まれている場合に比べて増幅器の増幅度を上げることが可能になり、必要な高周波数成分の波動を十分な信号強度で記録することができる。このほかに、通常の反射法地震探査などにおいては広い周波数帯域で信号を記録することが解析処理上必要であるが、この場合にもこの方法を不足している高周波数成分を補うために適用することができる。

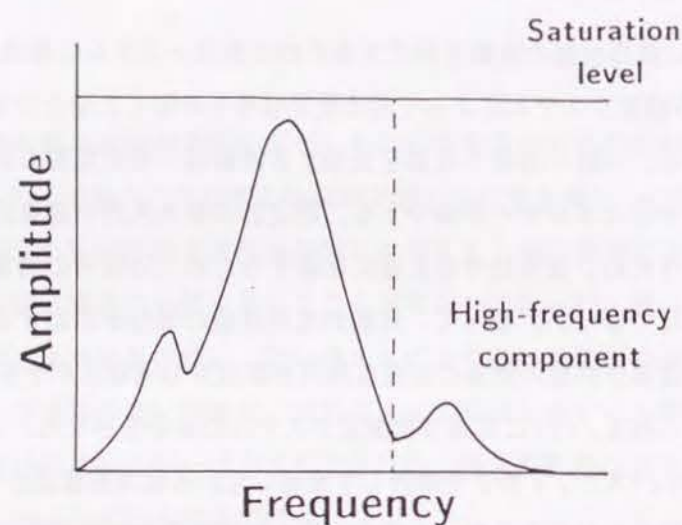
6.3 室内実験による高周波数探査システムの検討

前節で述べた高周波数震源及び測定システムについて、機械的打撃による震源を使用した室内モデル実験を行い、金属板を挟むことによって実際に高周波数成分を含む波動が発生するかについて調べた。

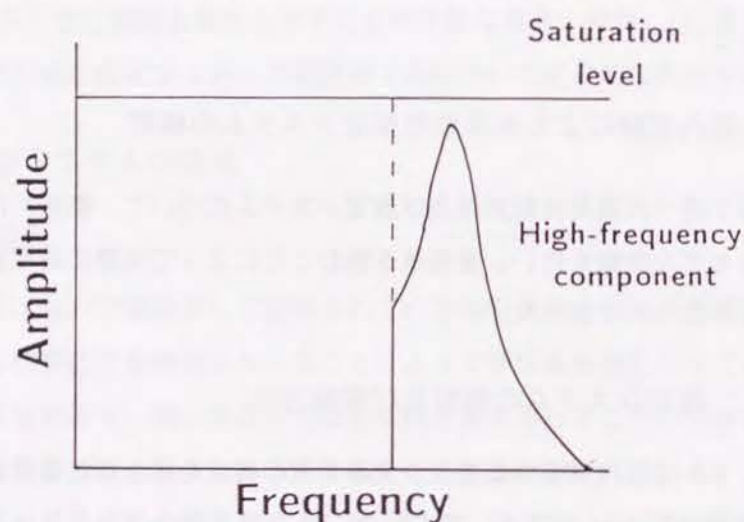
6.3.1 測定システムの概要及び実験方法

Fig. 6.2 に室内実験の概要及び実験装置の構成を示した。弾性波を伝播させる媒質としては底面が約2 m × 2 m、高さ約80 cmの直方体のコンクリート台を使用した。このコンクリート台は均質な無筋コンクリートで作成されている。震源には先端に直径4.0 cmの鉄球をつけた振り子を使用し、この振り子でコンクリート台の側面を打撃することにより波動を発生させた。振り子の鉄球はコンクリート台の側面の中心に衝突させた。この震源で高周波数震源を模擬する場合には、コンクリート台と鉄球との間に薄い金属板を挟み込んだ。

震源を設置した面の反対側の面には、圧電型加速度計(新日本測器製540-B、固有振動



(a) Conventional system.



(b) High-frequency measurement system.

Fig. 6.1: A general idea of high-frequency measurement system represented in frequency domain. (a) Conventional system. (b) High-frequency measurement system.

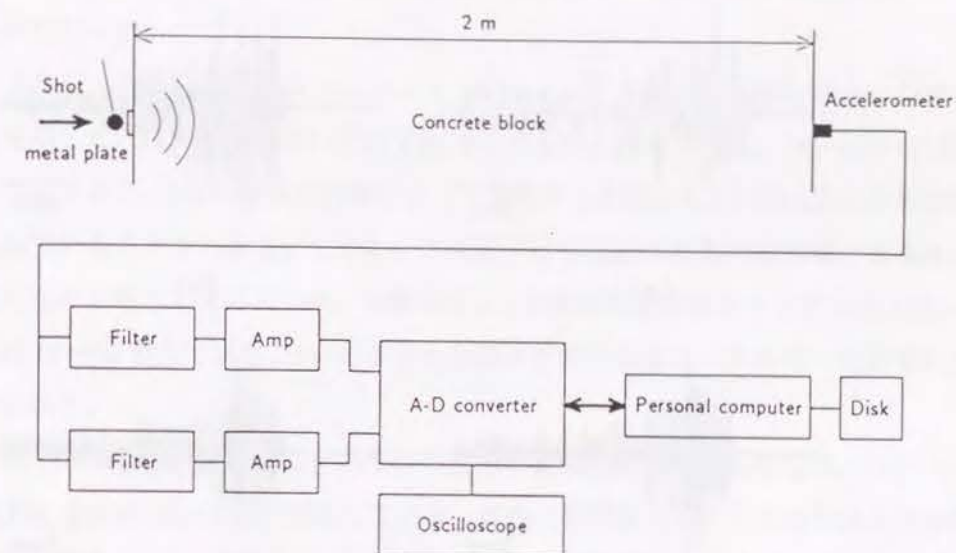


Fig. 6.2: Configuration of the laboratory experiment and the measurement system used for the experiment.

数 54.6 kHz) を接着剤で固定した。加速度計からの信号をローカットフィルタ (NF 回路ブロック製 P-87、フィルタ特性 135 dB/oct) に入力し低周波数成分を除去した後、アンプで信号を増幅し AD 変換器 (SONY TEKTRONIX 製 390AD) によってサンプリング周波数 100 kHz で AD 変換を行った。これらの操作はパーソナルコンピュータ (NEC 製 PC9801VM21) を用いて GP-IB を介して制御し、データを磁気ディスクに記録した。

6.3.2 実験結果及び考察

Fig. 6.3 に観測された波形の一例を示した。ここに示した波形ではローカットフィルタは使用していない。(a) は金属板を挟まない場合、(b)、(c)、(d) はそれぞれ厚さが 5 mm、10 mm、20 mm のアルミニウム円板 (直径 5 cm) を挟んだ場合に得られた波形である。図では各波形の振幅の最大値で振幅を正規化して示した。(a) と (b)~(d) とを比較すると金属板を挟んだ (b)~(d) の方が周期が短くなっており、明らかに高周波数の波動が発生していることがわかる。

Fig. 6.4 に Fig. 6.3 に示したそれぞれの波形の振幅スペクトルを示した。(a)~(d) はそれぞれ Fig. 6.3 の (a)~(d) に対応している。各振幅スペクトルはそれぞれの最大値で正規化して示した。(a) では 2~5 kHz 程度の周波数成分が卓越し 6 kHz 以上の周波数成分は非常に小さいのに対して、(b)~(d) では 8~20 kHz の非常に高い周波数成分が含まれている

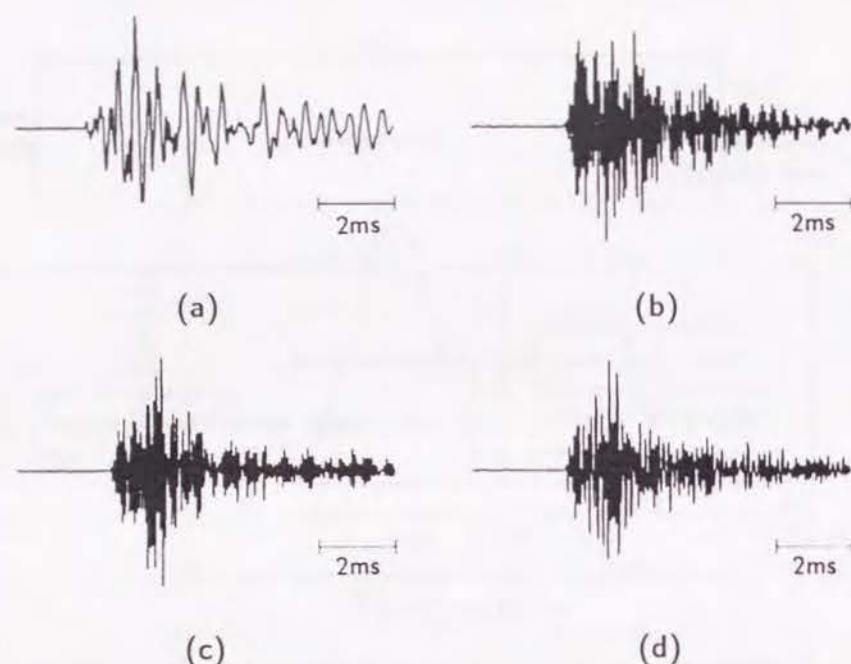


Fig. 6.3: Examples of the waveforms obtained by the model experiment. Signals are not filtered. (a) Conventional shot. (b)–(d) Shot interposing an aluminum plate. Thickness of the plate is (b) 5 mm, (c) 10 mm, (d) 20 mm, respectively.

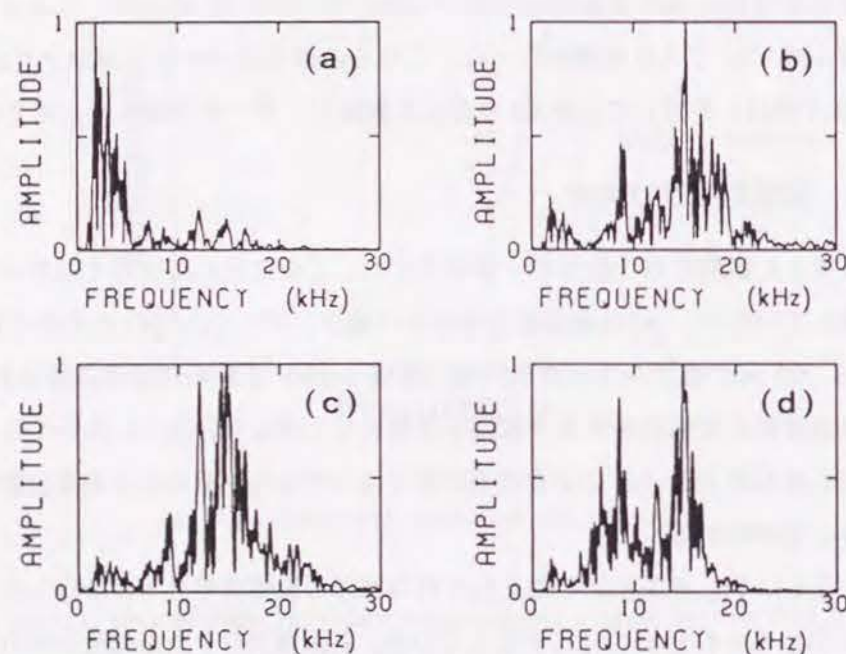


Fig. 6.4: Examples of the amplitude spectrum of the waveforms shown in Fig. 6.3. (a)–(d) correspond to those of Fig. 6.3.

ことがわかる。従って、震源に金属板を挟むことによって高周波数の波動が発生することが明らかになった。

Fig. 6.5 にローカットフィルタによって 10 kHz 以下の周波数成分を除去した場合の波形の例を示した。(a)~(d) はそれぞれ Fig. 6.3 のものと同様である。(a)~(d) はほぼ同じ波形となっており、(a) の通常の打撃によって発生する波動にも 10 kHz 以上の周波数成分が含まれていることがわかる。しかし、この図では各波形の振幅の最大値で振幅を正規化して示したため明らかではないが、実際には (a) の振幅の最大値を 1 とすると (b)~(d) の最大値は 10~20 程度であり、(a) に含まれる高周波数の成分のエネルギーは非常に小さいことがわかる。

Fig. 6.6 に Fig. 6.5 に示したそれぞれの波形の振幅スペクトルを示した。(a)~(d) はそれぞれ Fig. 6.5 の (a)~(d) に対応している。また、各振幅スペクトルはそれぞれの最大値で正規化してある。(a) の場合には 10 kHz 以下の周波数成分を除去することにより、Fig. 6.4 (a) の場合よりもアンプの増幅度を 1 ケタあげることが可能であった。このため Fig. 6.4 (a) と比較すると高周波数成分が良好に記録されていることがわかる。従って、この測定システムにより高周波数成分のみを良好な S/N 比で記録することができることが明らかになった。また、(a) の振幅スペクトルの最大値を 1 とすると (b)~(d) の最大値は 15~25 程度と大きいことから、震源に金属板を挟むことによって高周波数の波動が発生することがこの場合からも明らかになった。

この実験の結果、震源である鉄球と媒質であるコンクリートとの間に金属板を挟み込むことにより、直接打撃する場合よりもかなり高い周波数の波動を発生させることができることが明らかになった。また、ローカットフィルタを使用して低周波数成分の波動を除去することにより高周波数の波動を良好な S/N 比で記録することも明らかになった。なお、アルミニウム板の厚さによる波形及び周波数の変化については、厚さが 20 mm の場合に 16 kHz 付近の成分が他の成分よりもやや卓越していることが認められた。金属板を挟むことによって高周波数の波動が発生する機構については定量的にはまだ明らかにはなっていないが、挟み込む金属板の金属の種類、大きさや形状によって発生する波動の波形や周波数が変化することも考えられる。

6.4 多段発震の可能な孔内爆発震源の開発

ボーリング孔内で使用可能な高周波数震源として、電気雷管を使用した爆発震源を開発した。震源として電気雷管を使用することにより、比較的高周波数の波動を発生させることができると考えられる。震源-受振点間の距離が大きい場合やノイズが多い場合で記録の

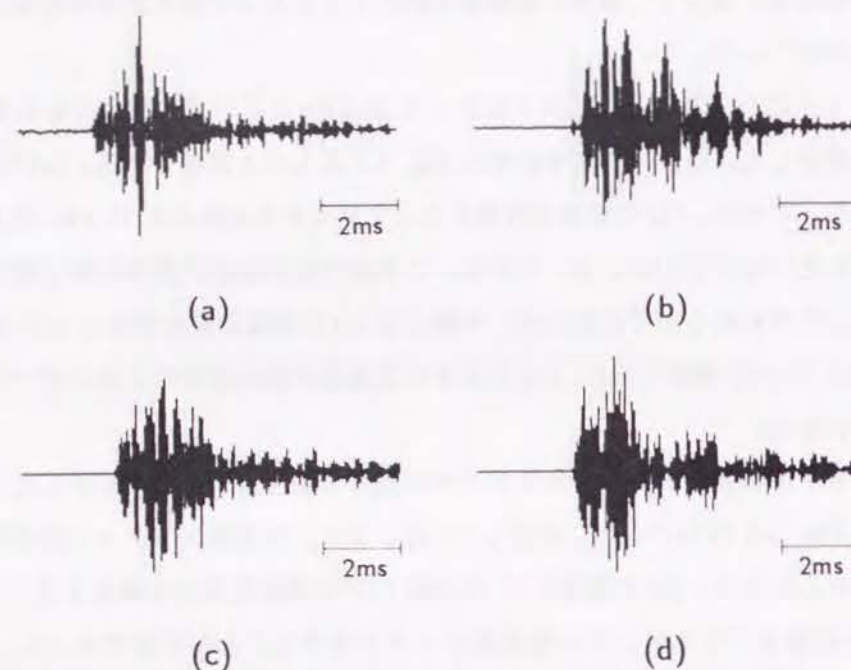


Fig. 6.5: Examples of the waveforms obtained by the model experiment. Cut-off frequency of low-cut filter is 10 kHz. (a) Conventional shot. (b)–(d) Shot interposing an aluminum plate.

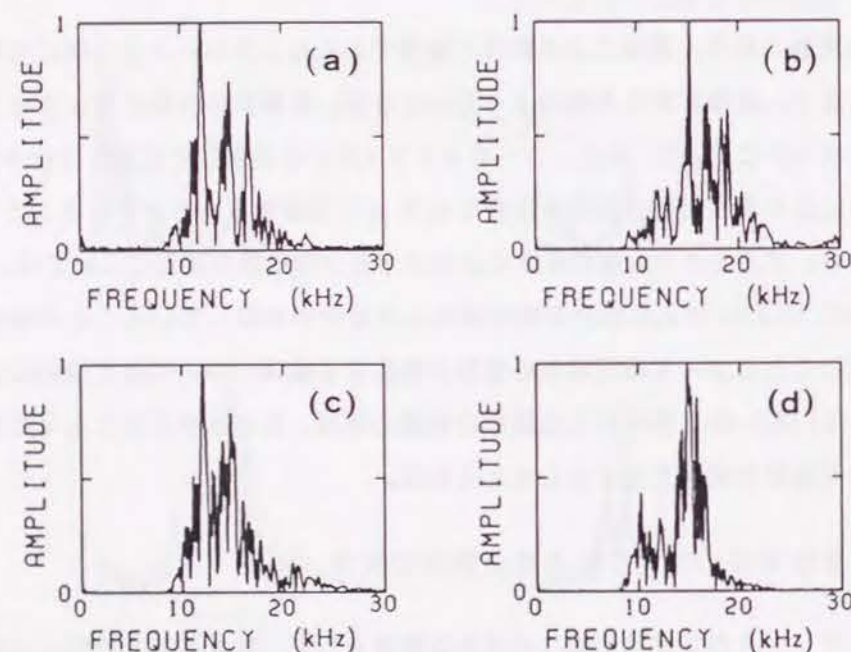


Fig. 6.6: Examples of the amplitude spectrum of the waveforms shown in Fig. 6.5. (a)–(d) correspond to those of Fig. 6.5.

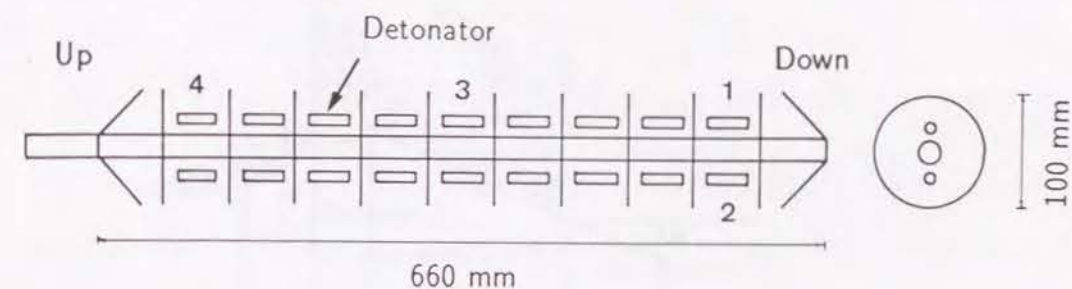


Fig. 6.7: Schematic view of the multi-explosion borehole seismic source.

S/N 比がよくない場合には、多数の雷管を同時に爆発させて震源のエネルギーを大きくする必要があるが、孔壁を破壊しないという制約があるため震源のエネルギーを無制限に大きくすることはできない。そこで、複数の雷管を1本ずつ順次爆発させ同期加算（スタッキング）処理を行うことにより記録の S/N 比を改善することが可能な孔内爆発震源を開発した。

この新たに開発された孔内震源を使用して現地実験を実施し、3成分の加速度データを取得した。本節では、このデータを使用して同期加算処理の適用性及びその効果、エネルギーの放射方向などの震源の特性について検討した結果を示した。

6.4.1 多段発震の可能な孔内爆発震源の概要

Fig. 6.7 に今回作成した孔内震源の模式図を示した。装置の本体は長さ約 1 m（うち雷管装着部 660 mm）、直径 100 mm で鉄製である。雷管装着部は直径約 30 mm の鉄パイプ及び直径 100 mm、厚さ 5 mm の円盤で構成されており、円盤で区切られた各段（試作品では 9 段）に電気雷管を 2 個ずつ装着できるようになっている。各段の雷管は中心の鉄パイプに対して互いに対称の位置に装着する。発破母線やケーブル類は爆発によって損傷しないように鉄パイプの内部を通すことができる。なお、雷管の爆発により他の雷管が殉爆したり損傷を受けたりしないことが確認されている。この装置では多数の雷管（試作品では最大 18 個）を順に爆発させることができ、同期加算処理によって記録の S/N 比を向上させることが可能であると考えられる。また、トモグラフィ測定のように震源を移動しながら多数の発震を行う場合にも作業効率が非常によいことが期待される。以下、本節ではこの震源を多段発震型孔内震源と呼ぶ。

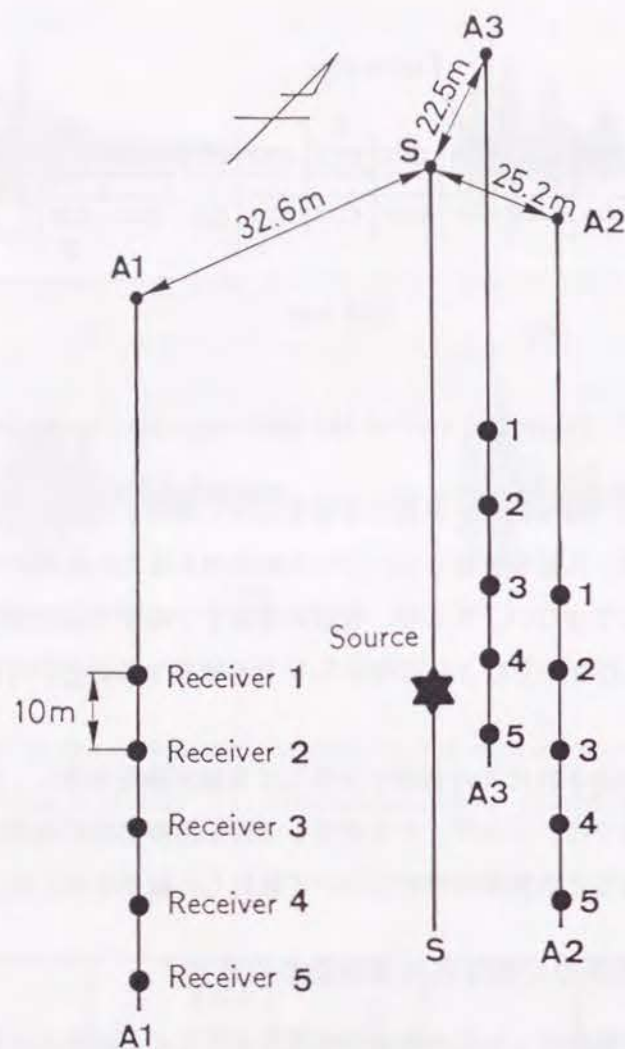


Fig. 6.8: Schematic view of the borehole position and the arrangement of the source and the receivers in the experimental site.

6.4.2 現位置実験の概要

現地実験は1991年7月に福島県相馬郡飯舘村にある新エネルギー産業技術総合開発機構（NEDO）の高温岩体発電実験場の実験孔を用いて行った。この実験場は阿武隈山地の花崗岩地帯にある。Fig. 6.8 にボーリング孔の位置及び震源及び受振点の配置を示した。測定は、発震孔S及びその周囲の3本の受振孔A1、A2、A3を用いて行った。発震孔Sと受振孔A1、A2、A3との距離はそれぞれ32.6 m、25.2 m、22.5 mである。これらのボーリング孔は均質な花崗岩体中に掘削されており、岩質の変化や顕著な亀裂の存在は認められていない。

震源には Fig. 6.7 に示した多段発震型孔内震源を使用し、図中の1～4の位置に電気雷

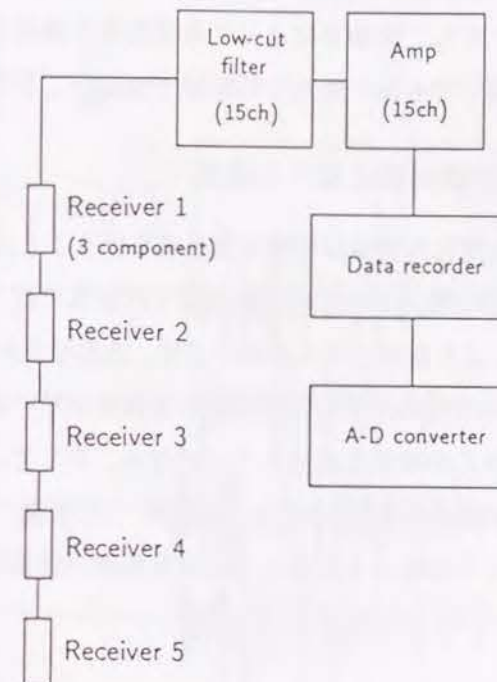


Fig. 6.9: Configuration of the measuring system of the field experiment.

管を4個取り付け付けた。また、この実験では、発震時刻のモニター用に装置の最上部に1成分の速度計を取り付けた。同一発震点深度で1～4の番号順に4回の発震を行い、それぞれの発震について記録を取得した。実験第1日は震源の深度を85 m、第2、3日は80 mとして3日間の実験を行った。

受振器には3成分の加速度計を内蔵したボアホールシャトル（応用地質製 MODEL-3399A）を使用した。A1、A2、A3の3本の受振孔にそれぞれ10 m間隔で5個の受振器を設置した。ここでは各受振孔内の受振器を地表から順に受振器1～5と呼ぶ。

Fig. 6.9 に現地実験で使用した測定装置の概要を、3本の受振孔のうちの1本の受振孔について示した。加速度計によって観測された信号からローカットフィルタによってDC及び低周波数成分を除去し、アンプで増幅した後、チャンネル数21、録音帯域10 kHzのアナログデータレコーダ（TEAC製XR7000）によってデータを記録した。アナログデータレコーダに収録した記録は後日テープを再生してサンプリング周波数20 kHzでA-D変換を行った。

本節では記録の良好度を考慮して、実験2日目及び3日目の発震点深度が80 mの場合の記録を解析に使用した。観測された記録は受振孔及び受振器の番号を使用して表記し、3成分のうちどの成分かを明示する必要がある場合には成分を付記して示した。例えば、実

験2日目に受振孔A1の受振器3で受振された記録のx成分をA1-3(x)、3日目の場合にはA1-3'(x)などと表す。ただし、実験日によって各受振器の深度が異なっており、実験日が異なれば受振点番号が同じでも同一地点での記録ではないことに注意する必要がある。

6.4.3 同期加算処理の適用性に関する検討

今回開発した多段発震型孔内震源は同期加算処理を行うことによって記録のS/N比を改善することを目的としている。しかし、この震源では雷管の取り付け位置が若干異なっており、この位置の違いにより観測される波動の走時、波形などが異なることが考えられる。観測された波動の波形が時間的にずれたり波形に再現性がない場合には、同期加算処理の効果は期待できないばかりか波形を歪めることになる。そこで、多段発震されたそれぞれの波動の初動付近の波形について(1)波形、(2)走時、(3)振幅、(4)周波数の4点に注目して、高周波数震源としての波動の再現性と同期加算処理の効果について検討を行った。

(1) 波形に関する検討

Fig. 6.10に観測された記録の一例を示した。これは実験2日目の雷管番号2の発震によって得られた記録である。この記録にはブラスタの点火信号、発震時間のモニター用の速度計の速度波形、及び受振器A1-2、A1-3、A2-2、A2-3、A3-2、A3-3での加速度波形のx成分が含まれている。この図では、ブラスタの点火信号及び速度波形では縦軸の長さが ± 50 gal、受振器A1-2～A3-3での加速度波形では縦軸の長さが ± 20 galを表している。これらの記録を用いて同期加算処理の効果について検討を行った。

Fig. 6.11に1～4の各雷管から発震された波動の加速度波形のx成分の一例を示した。この図において各波形の振幅は保存されており、縦軸の長さが ± 20 galを表す。なお、各記録はブラスタへの通電時刻の3 ms後からの波形を表示してある。図より各雷管で発震された波動の波形はよく似ており、雷管の爆発によって発生する波動の再現性は比較的よいと考えられる。しかし、これらの波形の中には波動の到達時刻が互いにずれているものがあることがわかる。

(2) 初動走時に関する検討

Table 6.1にブラスタの点火信号を基準として読み取った初動走時を示した。この表からも、各雷管で発震された波動の走時は最大で1.00 ms程度互いにずれていることがわかる。従って、このような記録に対して同期加算処理を行ってもS/N比の向上は期待できないと考えられる。また、走時のずれによってP波速度の測定結果に誤差を生じる。しかし、雷

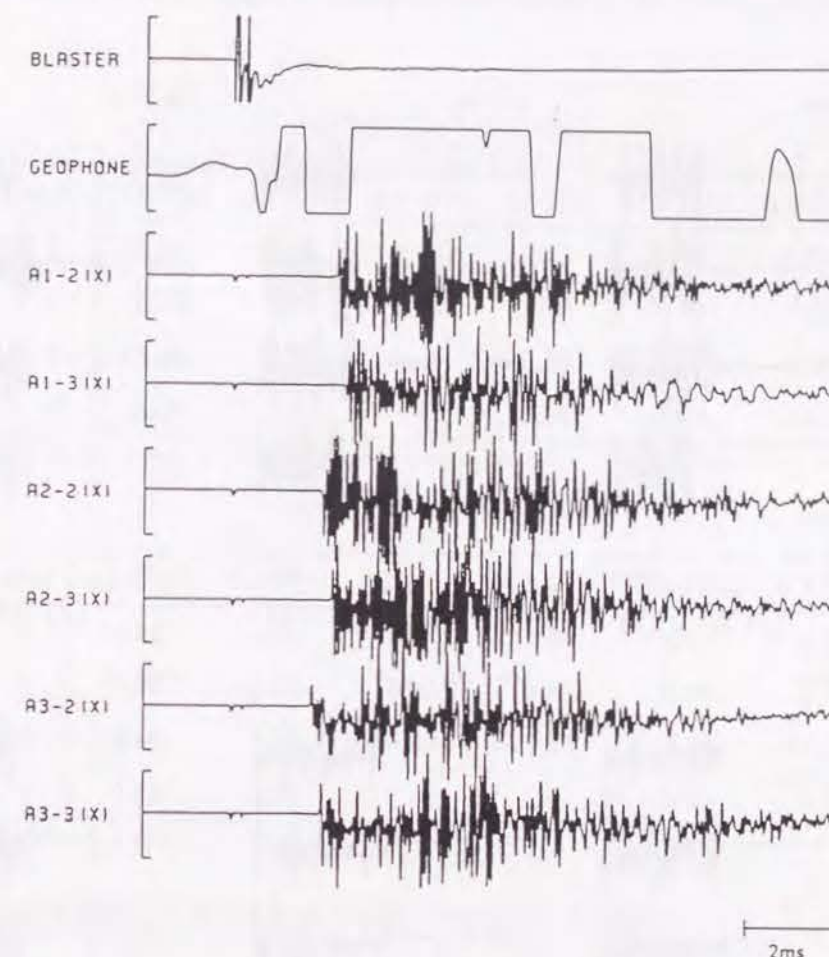


Fig. 6.10: An example of the waveforms obtained by the field measurement.

管の位置の差は波動の伝播距離に比べて非常に小さく、この差のみで走時が大きくずれるとは考えにくい。

一般に、通電から瞬発雷管が爆発するまでには最大1 ms程度の時間がかかり、この発火待ち時間には各発震ごとに若干のばらつきがあることが知られている。従って、ブラスタの点火信号を基準として読み取った初動走時は、この発火待ち時間と雷管が爆発してから受振器に波動が到達するまでの時間（真の初動走時）との和であると考えられる。そこで、発震時刻のモニターを行うために震源の最上部に設置した速度計で記録された速度波形を利用して、実際に爆薬が爆発した時刻を時間の原点とする発震時刻の補正を行った。

ブラスタの点火スイッチを押してから雷管が爆発し波動が受振器に到達するまでの時間を T_0 、ブラスタの点火スイッチを押してから速度計が振れるまでの時間を T_1 、雷管の発震位置と速度計との距離を L 、震源装置内部のP波伝播速度を V とする。雷管が爆発した時

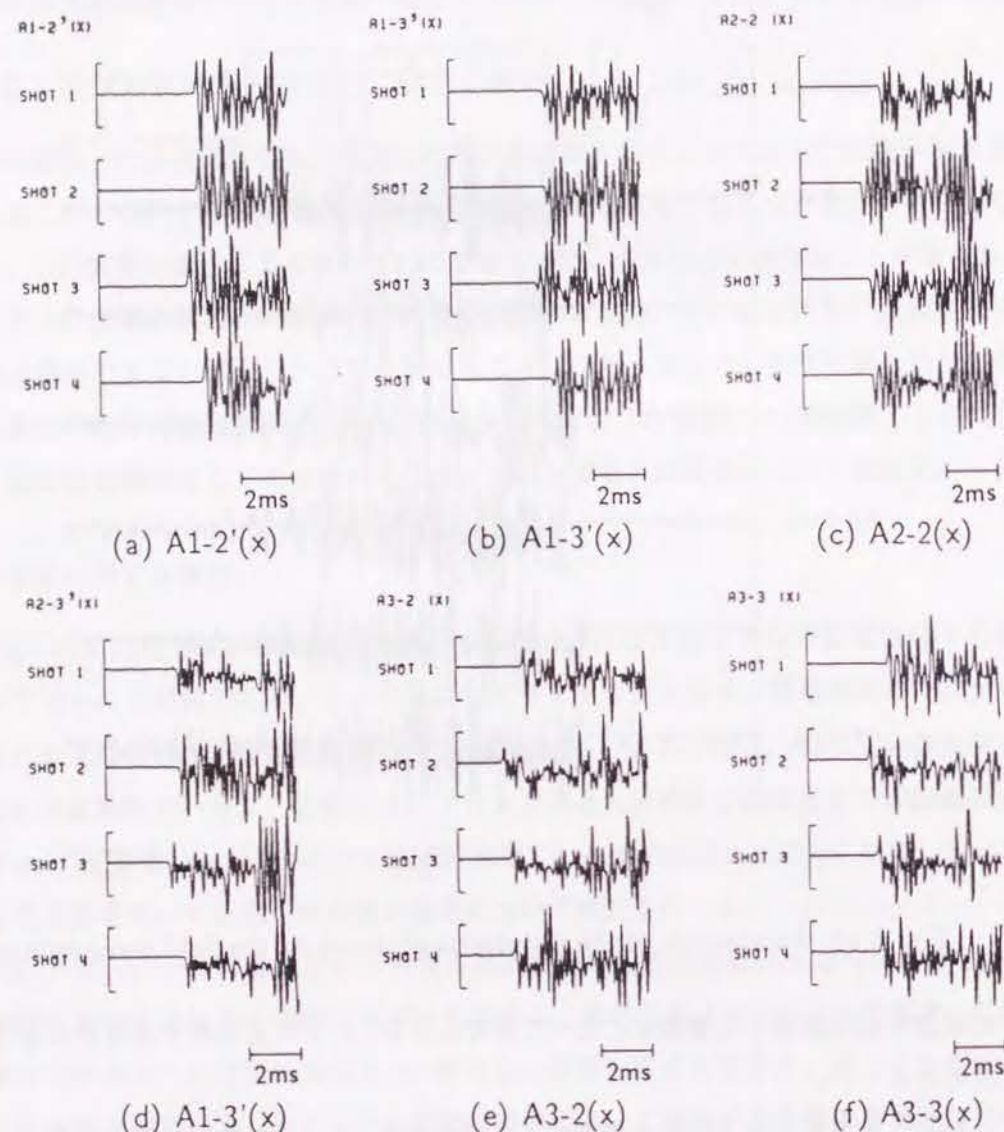


Fig. 6.11: Examples of the x-component of the waveforms obtained by the field measurement. (a) A1-2'(x). (b) A1-3'(x). (c) A2-2(x). (d) A2-3'(x). (e) A3-2(x). (f) A3-3(x).

Table 6.1: Travel time obtained by using the first break of the blasting signal as the time base.

(a) 2nd day (unit: ms)

shot	A1-2(x)	A1-3(x)	A2-2(x)	A2-3(x)	A3-2(x)	A3-3(x)
1	6.85	7.40	6.05	6.65	5.45	6.25
2	6.30	6.65	5.30	5.90	4.70	5.25
3	6.40	7.00	5.65	6.20	5.00	5.65
4	6.40	7.00	5.65	6.25	5.00	5.65

(b) 3rd day (unit: ms)

shot	A1-2'(x)	A1-3'(x)	A2-2'(x)	A2-3'(x)	A3-2'(x)	A3-3'(x)
1	6.80	6.70	6.00	5.85	5.45	5.20
2	6.80	6.75	6.00	5.95	5.50	5.25
3	6.45	6.30	5.60	5.50	5.10	4.90
4	7.10	6.85	6.35	6.00	5.65	5.45

刻から波動が受振器に到達するまでの時間 T は次式で表される。

$$T = T_0 - T_1 + \frac{L}{V} \quad (6.1)$$

従って、走時の補正量 ΔT は次式で表される。

$$\begin{aligned} \Delta T &= T_0 - T \\ &= T_1 - \frac{L}{V} \end{aligned} \quad (6.2)$$

各発震に対する速度波形の初動を読み取り、(6.2) 式を用いて走時の補正を行った。震源装置内部の P 波伝播速度には、簡単な室内実験より得られた値である 5000 m/s を使用した。

Fig. 6.12 に各発震による波動の波形を補正前後で比較した例を示した。この補正により各雷管での発震による記録の初動の立ち上がり時刻が揃っていることがわかる。また、Table 6.2 に補正後の発震時刻を基準とした初動走時を示した。各雷管についての走時がほぼ一定になっていることがわかる。なお、補正量は 0.70~1.45 ms であった。

Fig. 6.13 に各受振点において各雷管の発震によって生じる走時のばらつきのヒストグラ

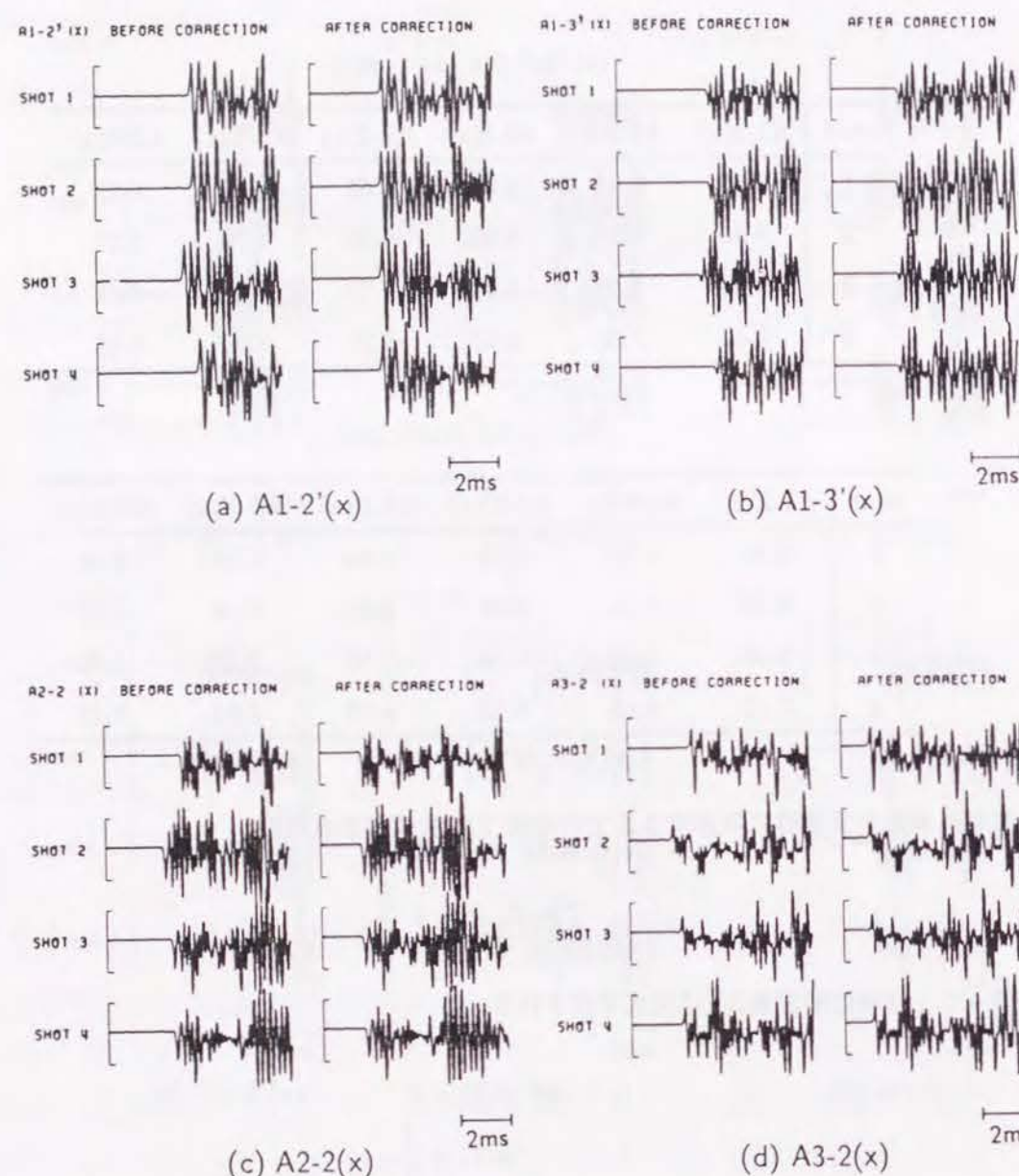


Fig. 6.12: Comparison of the x-component of the waveforms between before and after the correction of the time base. (a) A1-2'(x). (b) A1-3'(x). (c) A2-2(x). (d) A3-2(x).

Table 6.2: Travel time after the correction by using the first break of the geophone signal.

(a) 2nd day (unit: ms)

shot	A1-2(x)	A1-3(x)	A2-2(x)	A2-3(x)	A3-2(x)	A3-3(x)
1	5.40	5.95	4.60	5.20	4.00	4.80
2	5.70	5.95	4.60	5.20	4.00	4.55
3	5.40	6.00	4.65	5.20	4.00	4.65
4	5.70	6.00	4.65	5.25	4.00	4.65

(b) 3rd day (unit: ms)

shot	A1-2'(x)	A1-3'(x)	A2-2'(x)	A2-3'(x)	A3-2'(x)	A3-3'(x)
1	5.80	5.70	5.00	4.85	4.45	4.20
2	5.70	5.65	4.90	4.85	4.40	4.15
3	5.75	5.60	4.90	4.80	4.40	4.20
4	5.80	5.55	5.05	4.70	4.35	4.15

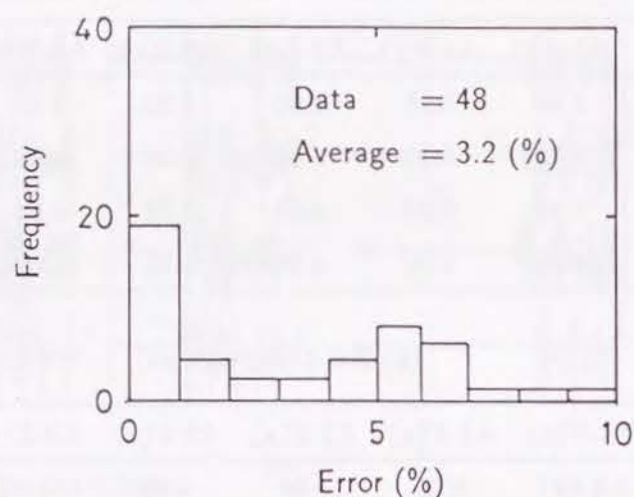
ムを示した。走時のばらつきは次式を用いて算出した。

$$t_{\text{error}} = \left| \frac{t_i - \bar{t}}{\bar{t}} \right| \times 100(\%) \quad (6.3)$$

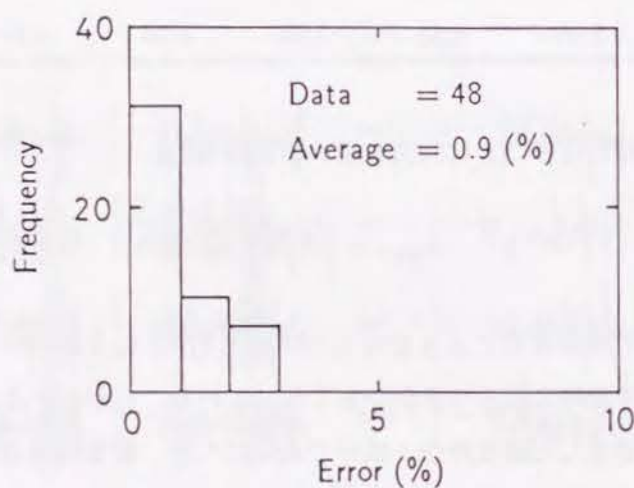
ここで、 t_i は各雷管の発震による走時 ($i = 1, \dots, 4$)、 \bar{t} はそれらの平均である。この図より、補正によって走時のばらつきが小さくなっていることがわかる。

この実験では使用した速度計が1成分であったため、雷管の爆発による震源装置の振動の方向によっては振動を感度よく受振していないことが考えられる。このような速度波形の立ち上がりは緩やかになるため、立ち上がりを正確に読み取ることが困難な記録もあった。このような場合には速度計によって検出した発震時刻は正確でないと考えられる。この問題は、発震時刻のモニターに加速度計を使用したり、イオンギャップ法などの精度のよい発震時刻検出法を使用することによって解決することができる。

Fig. 6.14 に補正後の走時を用いて求めた岩盤のP波速度を示した。P波速度は震源と各受振点との距離を走時で除して求めた。この付近の岩盤は非常に硬質な花崗岩で構成されており、P波速度が5000~6000 m/sとかなり高いことがわかる。



(a) Before correction



(b) After correction

Fig. 6.13: Histograms of the time differences between the observed travel times and their average. (a) Before correction. (b) After correction.

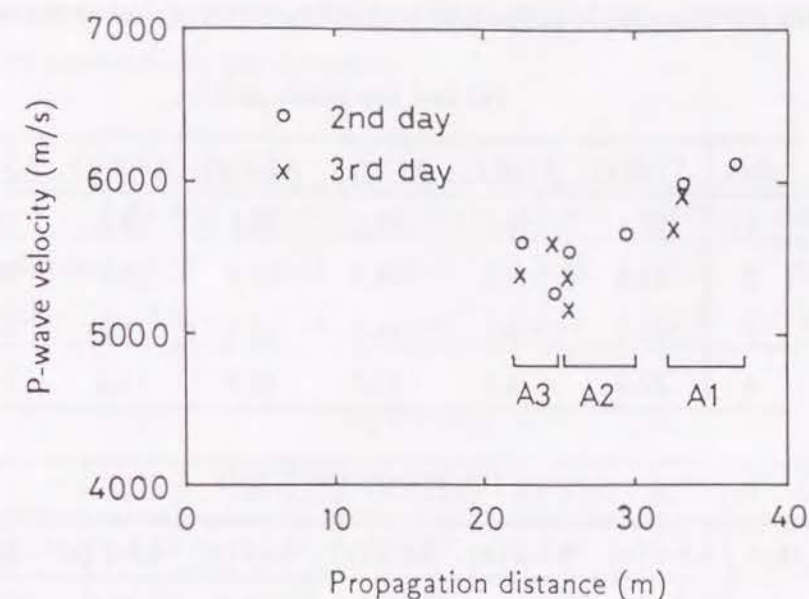


Fig. 6.14: P-wave velocity obtained by the field measurement.

(3) 振幅に関する検討

Table 6.3 に各記録の x 成分の初動振幅の値を示した。各受振器によって x 成分の振幅の値及びその正負が異なっているが、これは受振器の水平面内での方向が各受振器によって異なっているためである。また、同一受振器でも実験日が異なると振幅の値及びその正負が異なっているが、受振器の深度及び受振器の水平面内での方向が日によって異なっているためである。Fig. 6.11 に示した波形からも推察されるように、観測された波動の周波数に対して A-D 変換のサンプリング周波数が十分小さくないため、デジタル化された波形がややエリアシングを起こしていると考えられる。それにもかかわらず、2、3 の記録を除いては各雷管位置で発震されたそれぞれの波形の振幅はよく一致していることがわかる。

(4) 周波数に関する検討

Fig. 6.15 に振幅スペクトルの例を示した。この振幅スペクトルは各波形に対し初動後から幅 10 ms のウィンドウをかけて取り出した初動付近の波形をフーリエ変換して求めたものである。各雷管の発震によって発生する波動の周波数は各受振点位置で約 5 kHz とかなり高いことがわかる。従って、この雷管を用いた震源は高周波数震源として使用できることが明らかになった。また、各雷管による発震によって生じた波形のスペクトルの形状は互によく似ていることがわかる。

Table 6.3: Amplitude of the first peak of the x-component of the waveforms.

(a) 2nd day (unit: gal)						
shot	A1-2(x)	A1-3(x)	A2-2(x)	A2-3(x)	A3-2(x)	A3-3(x)
1	12.4	-10.3	-22.2	18.0	12.6	16.0
2	14.0	-4.6	-24.8	14.6	10.8	15.0
3	27.5	-4.1	-18.3	12.8	11.3	13.5
4	27.9	-4.1	-17.7	10.5	11.2	14.3

(b) 3rd day (unit: gal)						
shot	A1-2'(x)	A1-3'(x)	A2-2'(x)	A2-3'(x)	A3-2'(x)	A3-3'(x)
1	21.4	-10.4	17.3	-15.3	16.6	-25.5
2	22.7	-10.6	19.5	-18.1	12.6	-18.8
3	23.6	-4.0	16.8	-16.2	11.2	-21.2
4	22.6	-4.1	17.7	-18.6	13.5	-23.6

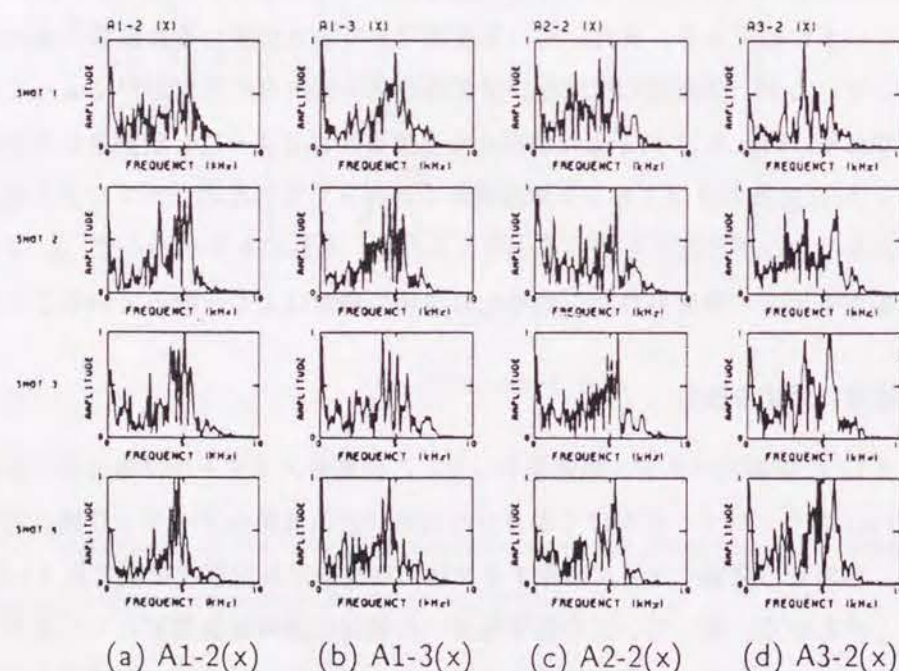


Fig. 6.15: Examples of the amplitude spectrum of the x-component of the waveforms.

(a) A1-2(x). (b) A1-3(x). (c) A2-2(x). (d) A3-2(x).

Table 6.4: Improvement in the ratio of the amplitude and of the power of the x-component of the stacked waveforms by the correction.

(a) 2nd day						
	A1-2(x)	A1-3(x)	A2-2(x)	A2-3(x)	A3-2(x)	A3-3(x)
Amplitude	5.52	2.87	2.79	3.76	5.11	2.03
Power	1.02	1.11	1.17	1.18	1.09	1.05

(b) 3rd day						
	A1-2'(x)	A1-3'(x)	A2-2'(x)	A2-3'(x)	A3-2'(x)	A3-3'(x)
Amplitude	2.60	3.98	3.07	2.29	3.81	2.70
Power	1.89	1.50	1.40	1.28	1.14	1.02

(5) 同期加算処理に関する検討

これまでの検討結果を踏まえて同期加算処理を行った。Fig. 6.16 にその結果の一例を示した。各図において左側が初動走時の補正を行う前の各雷管での発震による波形及びそれらの同期加算処理結果の波形、右側が走時補正後の波形及び加算後の波形である。これらの図の振幅は保存されており、縦軸の長さが ± 20 gal を表す。なお、加算結果の波形についてはその振幅を $1/4$ 倍してある。Fig. 6.16 より、走時の補正を行わない場合には同期加算によって波形がくずれてしまうのに対して、補正を行った場合には初動がそろっているため波形がくずれないことがわかる。補正後の記録でも、同期加算処理によって初動以降の波形がくずれた場合もあるが、少なくとも初動付近に関しては同期加算の効果がみられることがわかる。

Table 6.4 に補正前後における加算後の波形の初動振幅及びエネルギーを比較するために、補正前の加算結果の波形の初動振幅及びエネルギーに対する補正後の加算結果の波形のそれらとの比を示した。エネルギーは初動到達から 2.5 ms 以内の波動の振幅の 2 乗和で示した。この表より、補正前に比べて補正後の初動振幅及びエネルギーは大きくなっており、S/N 比が向上していることがわかる。エネルギーの向上率が比較的低い原因としては、同期加算処理によって初動以降の波形がくずれたためであると考えられる。しかし、初動振幅の向上率が高いことから、少なくとも初動に関しては同期加算の効果が大きいことが明らかになった。

初動走時を正確に求める補正を行っても同期加算によって波形が変化してしまう原因と

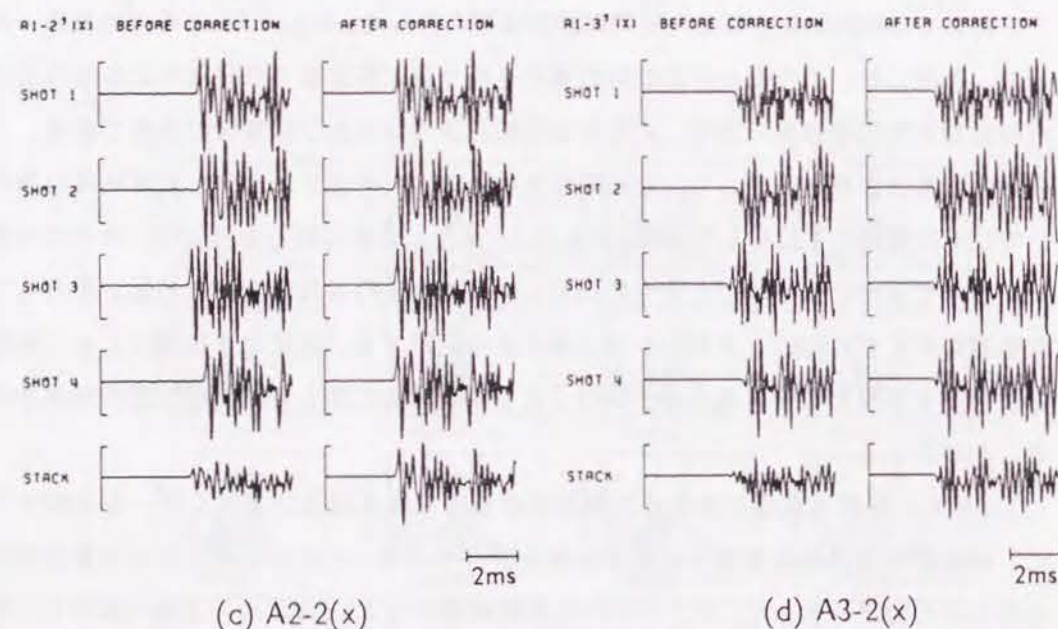
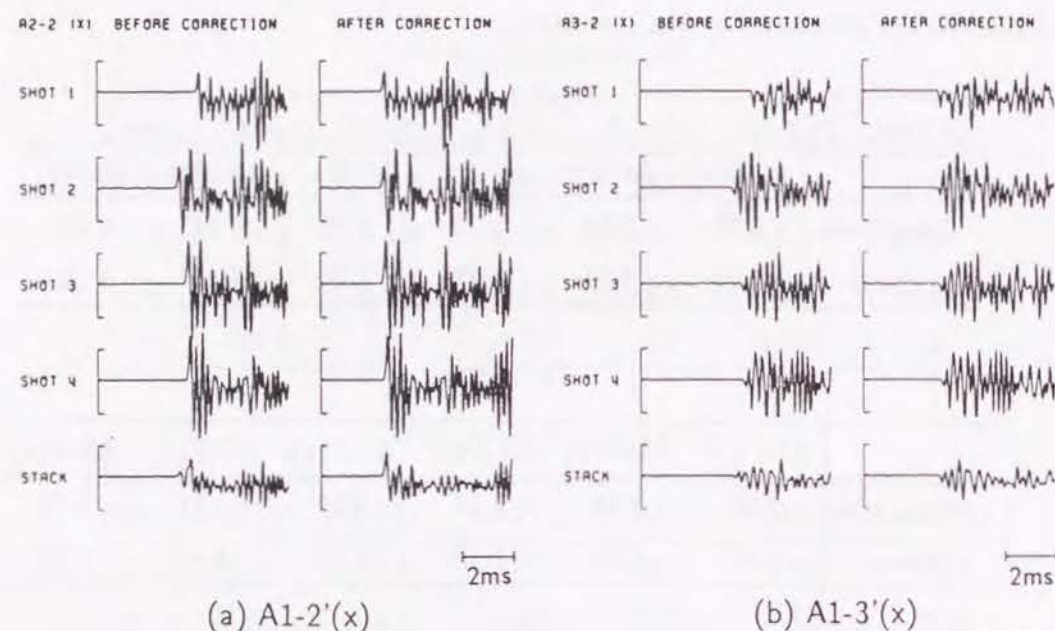


Fig. 6.16: Examples of the waveforms obtained by the field measurement and the result of the stacking. The waveforms before and after the correction of time base are compared. (a) A1-2'(x). (b) A1-3'(x). (c) A2-2(x). (d) A3-2(x).

して、雷管の取り付け位置が異なることのほかに、各雷管に発震によって発生する波動の波形が完全には同じではないことが考えられる。この点に関しては、波動の周波数に対してサンプリング間隔が十分小さくなかったことが影響していると考えられる。また、走時のずれが卓越周期の整数倍に近い場合には、走時がずれていても逆に同期加算の効果が現れることがあると考えられる。

雷管番号1、3、4の雷管と2の雷管とでは取り付け位置が震源の軸に対して反対の側にある。(1)~(4)の検討において雷管2について雷管1、3、4と特に系統的に異なった点はみられなかったため、中央のパイプ及び雷管の向きの影響は考慮しなくてもよいと考えられる。

以上の(1)~(4)の検討により、多段発震型孔内爆発震源は同期加算処理が可能な震源として使用できることが明らかになった。ただし、この震源を使用する場合には、現地では各段で発震された波形をそれぞれ別に記録しておき、データ処理の段階で発震時刻に関する補正を行った後に加算することが必要である。

6.4.4 震源の特性に関する検討

(1) 波動の到来方向に関する検討

震源からのエネルギー放射特性について検討するためには、波動の到来方向を明らかにする必要がある。この実験では3成分の加速度記録を取得しているが、実験の際に各受振器が水平面内でどの方向を向いていたかは明らかでない。そこでまず、x、y成分を用いて水平面内での波動による振動の軌跡を描いた。この実験現場は比較的均質な岩盤であり、波動は震源と受振点とを結ぶ直線上を伝播してくると思われる。受振器に最初に到達する波動はP波であるので、軌跡から振動方向を読み取ることにより震源の方向を知ることができると思われる。

Fig. 6.17 に実験2日目に測定された記録のx-y平面上での振動の軌跡を示した。観測された波動の周波数に対してサンプリング間隔が十分小さくなかったため、軌跡は滑らかな曲線にはなっていない。この図より、各雷管で発震された波動の軌跡の振動開始部分はそれぞれほぼ同じ方向を示していることがわかる。図にはこの軌跡から読み取った波動の進行方向を併せて示した。

次に、鉛直面上の振動の軌跡について検討を行った。水平面上での波動の進行方向に新たにr軸を設け、r-z平面を考える。この平面は震源と受振点とを含む鉛直な平面である。r軸上の座標rはx、y及びr軸とx軸のとなす角 θ を用いて次式で与えられる。

$$r = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (6.4)$$

Table 6.5: Comparison of the dip angle from the source to each receivers (ϕ_{recv}) and that estimated by using the locus of the particle motion (ϕ_{esti}).

receiver	(unit: degree)			
	2nd day		3rd day	
	ϕ_{recv}	ϕ_{esti}	ϕ_{recv}	ϕ_{esti}
A1-3	-27	0	-12	5
A1-4	-39	-25	-27	-15
A2-2	-12	0	12	12
A2-3	-31	-25	-12	-10
A2-4	-45	-20	-31	-15
A3-2	0	0	22	5
A3-3	-24	-38	0	—

Fig. 6.18 に r - z 平面上での振動の軌跡を示した。図より、各雷管で発震された波動の軌跡の振動開始部分はそれぞれほぼ同じ方向を示していることがわかる。また、図には実際の震源から見た各受振器の方向を併せて示した。

Table 6.5 に震源と受振器とを結ぶ直線が水平面となす角 ϕ_{recv} と軌跡から得られた波動の進行方向が水平面に対してなす角 ϕ_{esti} とを比較して示した。ここで角度は反時計回りを正とした。観測された波動の周波数に対してサンプリング間隔が十分小さくなく、軌跡が滑らかな曲線にはならなかったため、正確な方向を求めることは困難であった。Fig. 6.18 及び Table 6.5 より波動の進行方向はおおよそその震源の方向を表していることがわかる。また、軌跡から得られた角度は実際の方向よりもやや小さい傾向があることがわかる。

(2) 波動の放射特性に関する検討

Fig. 6.19 に 3 成分の記録より求めた初動 P 波の振動方向の振幅を各受振器ごとに示した。各振幅値は幾何減衰を補正し、震源と各受振器との水平距離に等しい距離での振幅に変換してある。各雷管の爆発によって震源から放射される波動のエネルギーの大きさは測定しておらず、ばらつきがあるかは未知である。また、データ数が少なく、測定方向も限られていることからあまり細かい議論はできないが、この図から以下の一般的傾向がわかる。受振器 A1-3 によって観測されたデータは実験両日ともかなり小さな値となっているが、A1 孔を除いては同一受振器位置での実験日によるデータのばらつきは比較的小さいこ

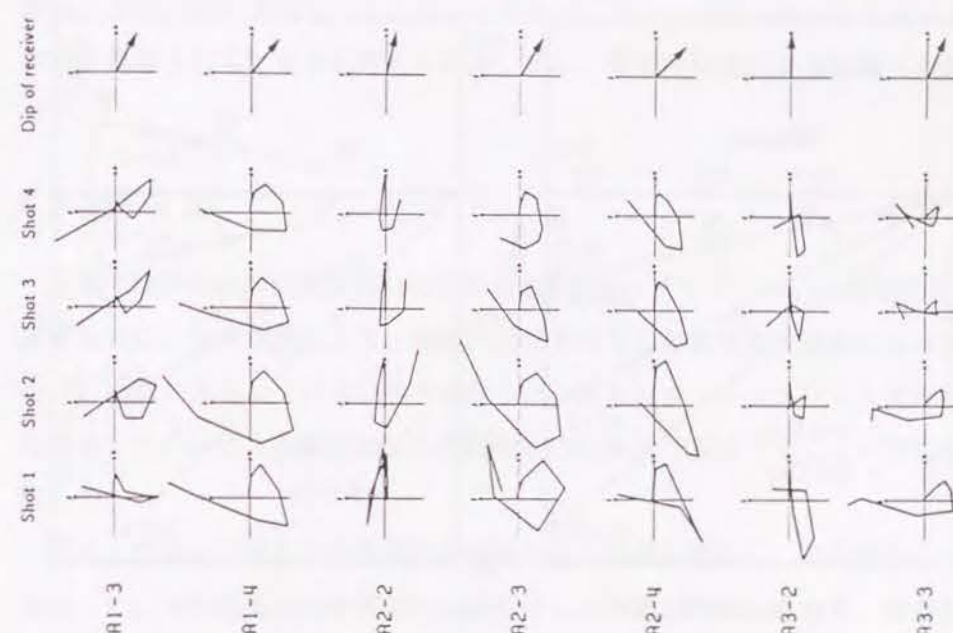


Fig. 6.18: Locus of the displacement acceleration of the particle motion on r - z plane and the dip from the source and the receiver.

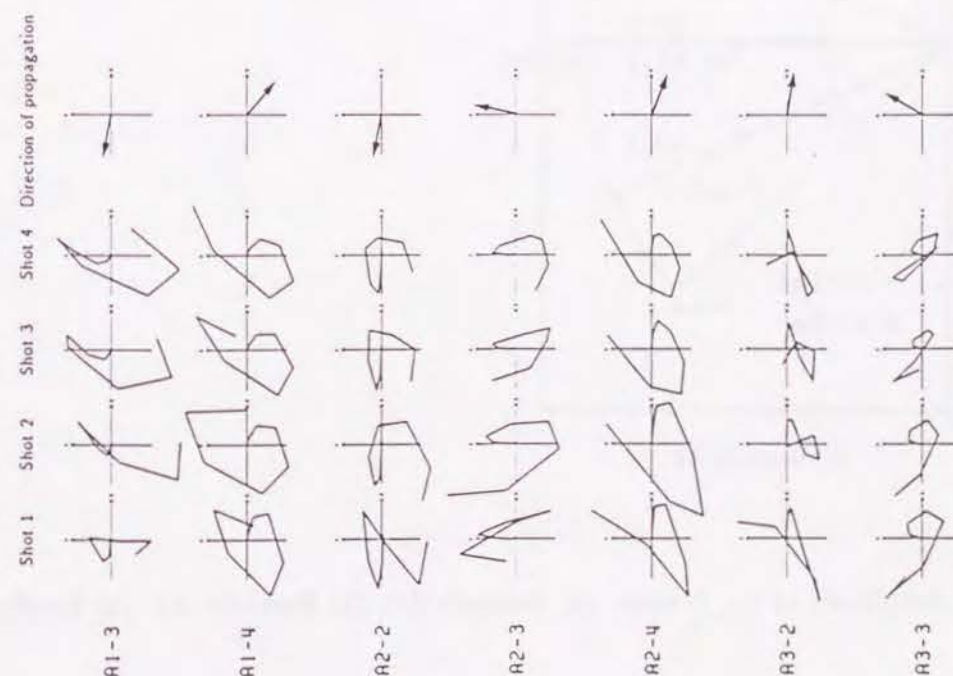


Fig. 6.17: Locus of the displacement acceleration of the particle motion on x - y plane and the estimated direction of propagation.

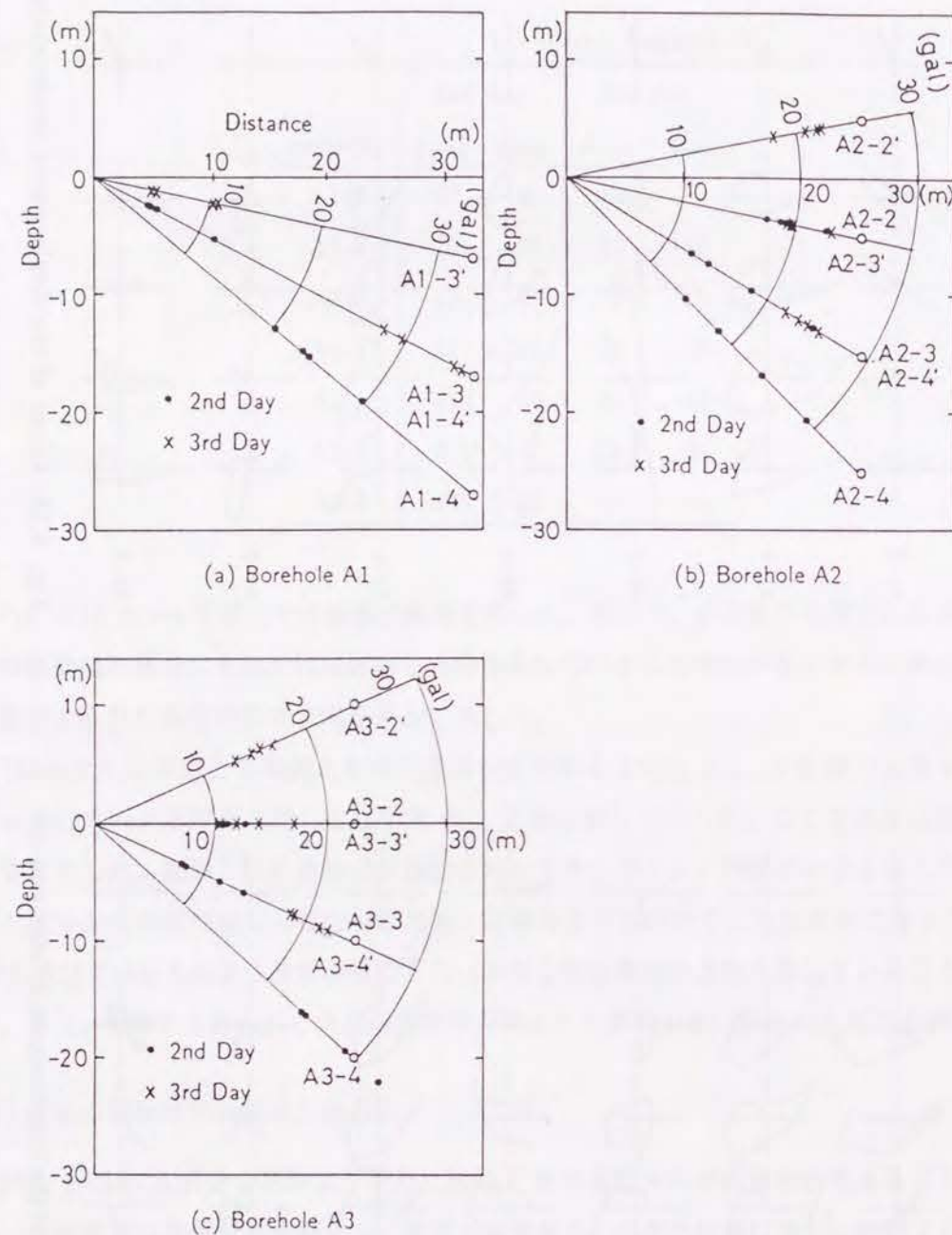


Fig. 6.19: Amplitude of the P-wave. (a) Borehole A1. (b) Borehole A2. (c) Borehole A3.

とがわかる。しかし、実験日によって受振器の位置が変化しても、各受振器は両実験日でほぼ同じ振幅値をとる傾向があるようにもみえる。A2 孔の場合には各方向にほぼ等しい振幅の波動が放射されていると考えられるが、その他の孔の場合を考慮するとやや下方に大きく放射されているとも考えられる。また、雷管の位置による振幅への影響は認められない。

6.5 結言

本章では、高分解能探査のための高周波数探査システムについて基礎的な検討を行った。まず始めに、室内実験により、機械的打撃を利用した高周波数震源からは高い周波数成分を含む波動が発生していることを確認した。また、ローカットフィルタを利用した高周波数探査システムにより高周波数の波動をよい S/N 比で測定することが可能であることを確認した。

次に、雷管を利用した多段発震が可能な孔内震源を開発し、その特性について現地実験を行った。その結果、この震源からは安定した波動が発生しており、同期加算処理が可能であることを確認した。

今後、これらの探査システムの改良を行うとともに、このシステムを利用して亀裂などの微細構造の高分解能探査について研究していく必要がある。

すなわち、探査波の波長が、探査対象の構造の寸法と同程度であることが、高分解能探査の条件である。従って、探査波の波長を短くすることが、高分解能探査の条件である。従って、探査波の波長を短くすることが、高分解能探査の条件である。

図 6.1 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.1 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.1 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.1 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。

図 6.2 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.2 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.2 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.2 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。

図 6.3 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.3 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.3 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.3 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。

図 6.4 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.4 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.4 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.4 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。

図 6.5 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.5 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.5 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.5 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。

図 6.6 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.6 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.6 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.6 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。

第 II 編

現位置岩盤調査への弾性波トモグラフィの適用に関する研究

図 6.7 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.7 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.7 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.7 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。

図 6.8 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.8 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.8 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。図 6.8 は、探査波の波長と探査対象の構造の寸法の関係を示すグラフである。

第7章 弾性波速度トモグラフィの現位置岩盤調査への適用

7.1 緒言

ジオトモグラフィ(Geotomography)は、医学の分野で広く用いられているX線CTの考え方を地下探査に応用した手法の総称であり、地下の物性値の分布をより詳細に探査する技術として、石油、金属鉱床、地熱などの資源探査の分野や、土木、防災などの分野で注目されている。地下の情報を伝達する媒体としては弾性波、電磁波、電流などを利用した方法が開発されている。中でも、弾性波の伝播時間(初動走時)を用いて伝播速度の2次元分布を求める弾性波速度トモグラフィの研究が最も進んでいる。従来より、伝播速度は媒質のさまざまな物理的性質と関係があること、また伝播時間の測定が容易であることから現位置岩盤調査には広く使用されているため、弾性波トモグラフィに対する期待も大きい。

弾性波速度トモグラフィにはX線CTとは大きく異なる点がある。すなわち、弾性波は伝播速度の異なる媒質の境界面で屈折、回折するため波線経路が未知であること、震源及び受振点の設置が地表、ボーリング孔、坑道などに限られるため対象領域を取り囲む形でデータの取得が困難なことの2点である。これまでの弾性波速度トモグラフィの研究は主として、計算機シミュレーションやモデル実験によってこれらの問題を解決することを目的に行われており、レイトレーシング、空間領域での逆解析手法などのX線CTとは異なる独自の技術が開発された。これらの研究の成果により、現在では弾性波速度トモグラフィは実用段階にきており、実際の調査への適用例も増加している。今後は、解析手法の開発やその精度向上の研究だけではなく、弾性波トモグラフィがどのような目的の探査に適しているかという手法評価の観点、及び解析結果が実際の物性値のどのような特性を反映しているのかという結果解釈の観点からの研究も必要であると考えられる。

鉱山内の現位置岩盤を対象として、弾性波速度トモグラフィの鉱床探査への適用性、現位置岩盤評価への適用性などを検討することを目的とした現地実験が行われた。本章では、その現地実験で取得されたデータを用いて弾性波速度トモグラフィ解析を行った。精度のよい解析結果を得るために、走時データの作成及び逆解析の各段階でデータの品質及び解析結果の精度に関する詳細な検討を行い、さらに、弾性波速度トモグラフィ解析によって得られた速度分布を地質学的情報及び室内実験の結果と比較し、検討を行った。

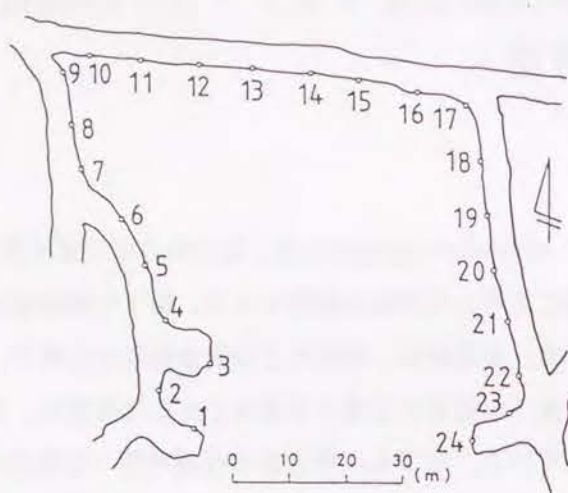


Fig. 7.1: Horizontal map of the experimental site and the position of the receivers.

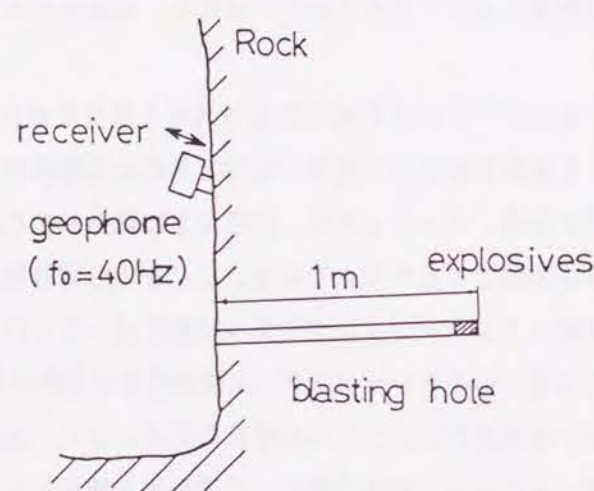


Fig. 7.2: Set up of the source and the receiver at a measuring position (vertical section).

7.2 現地実験の概要

現地実験は、1989年7月に岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱業(株)神岡鉱山茂住鉱の坑内で行った。Fig. 7.1に実験現場(-480 m 東3号付近)の坑内図を示した。3本の坑道で取り囲まれている岩盤が調査の対象となる。坑道の壁面にそれぞれ24個の発震点及び受振点を設け、それぞれ1から24までの番号を付した。図中には受振点の位置を示した。

Fig. 7.2に発震点の状況及び受振器の設置方法を示した。坑道壁面の高さ約1.5 mの位置に直径3 cm、長さ約20 cmの受振孔を壁面に対して垂直やや下向きに穿孔し、ジュラルミン製の「くい」をモルタルで固定した。受振器には1成分のジオフォン(応用地質製、

Table 7.1: Parameters of the measuring instrument.

Channel	24
Low-cut filter	48 Hz
High-cut filter	1000 Hz
Resolution	12 bit
Sampling rate	40 μ s
Word length	1024

固有振動数40 Hz)を用い、各受振点に設置した「くい」の先端にねじ込んで固定した。発震孔は受振孔のほぼ真下、高さ約0.5 mの位置に穿孔した。発震孔の直径は3 cm、長さは約1 mで壁面に対して垂直やや上向きに穿孔した。今回の実験では震源として50~100 gの爆薬(日本油脂製含水エマルジョン爆薬チタマイト)を用い、発震孔の孔底で爆発させて弾性波を発生させた。

測定装置には応用地質製 McSEIS-1600 システムを使用した。Table 7.1に測定時の装置の各パラメータの設定を示した。実験現場はノイズが少なく比較的S/N比のよいデータが取得されたため、同期加算(スタッキング)は行わなかった。各発震点に対し2~5回の測定を行い、データを3.5インチフロッピーディスク内に保存した後、震源を次の発震点へ移動した。この作業を1~24のすべての発震点で繰り返し、 $24 \times 24 = 576$ 個のデータを取得した。また、実験に先立ち各発震孔及び受振孔の孔口の位置の3次元座標、孔の長さ、水平面及び垂直面内での方向を計測した。

7.3 初動走時データの作成

7.3.1 初動の読み取り

測定した波形データを記録紙上に出し、肉眼で初動の立ち上がりを読み取り、走時を計算した。Fig. 7.3に発震点1で発震した場合に取得された波形の例を示した。図中には読み取った初動の到達位置を縦線で示した。なお、この図では各波形の相対的な振幅は保存されていない。すべての発震点の記録について初動の読み取りを行い、初動走時データを作成した。

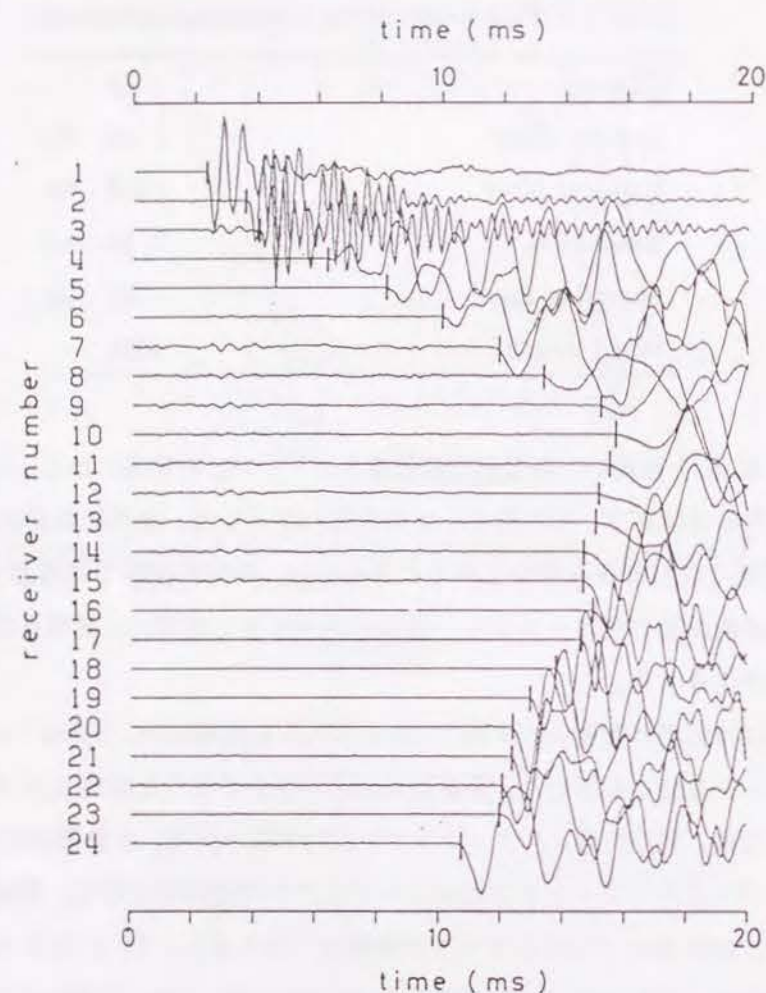


Fig. 7.3: An example of the waveforms obtained by the receivers (the source No. 1).

7.3.2 初動走時の補正及びチェック

弾性波速度トモグラフィでは初動走時を情報として解析を行う。従って精度のよい解析を行うためには、まず初動走時を正確に求める必要がある。特に、この実験のように弾性波速度が速い岩盤を対象とする場合には、初動走時の精度が解析結果に大きな影響を与えると考えられる。そこで、精度のよい初動走時データを作成するためにデータの品質のチェック [1] を行い、初動走時データに補正を施した。

(1) 走時曲線の平行性を利用した初動の読み取りのチェック

まず始めに、走時曲線の平行性を利用して初動の読み取りが正しいかをチェックした。横軸に受振点番号、縦軸に初動走時を取り、各発震点に関する走時曲線を重ねて表示すると、

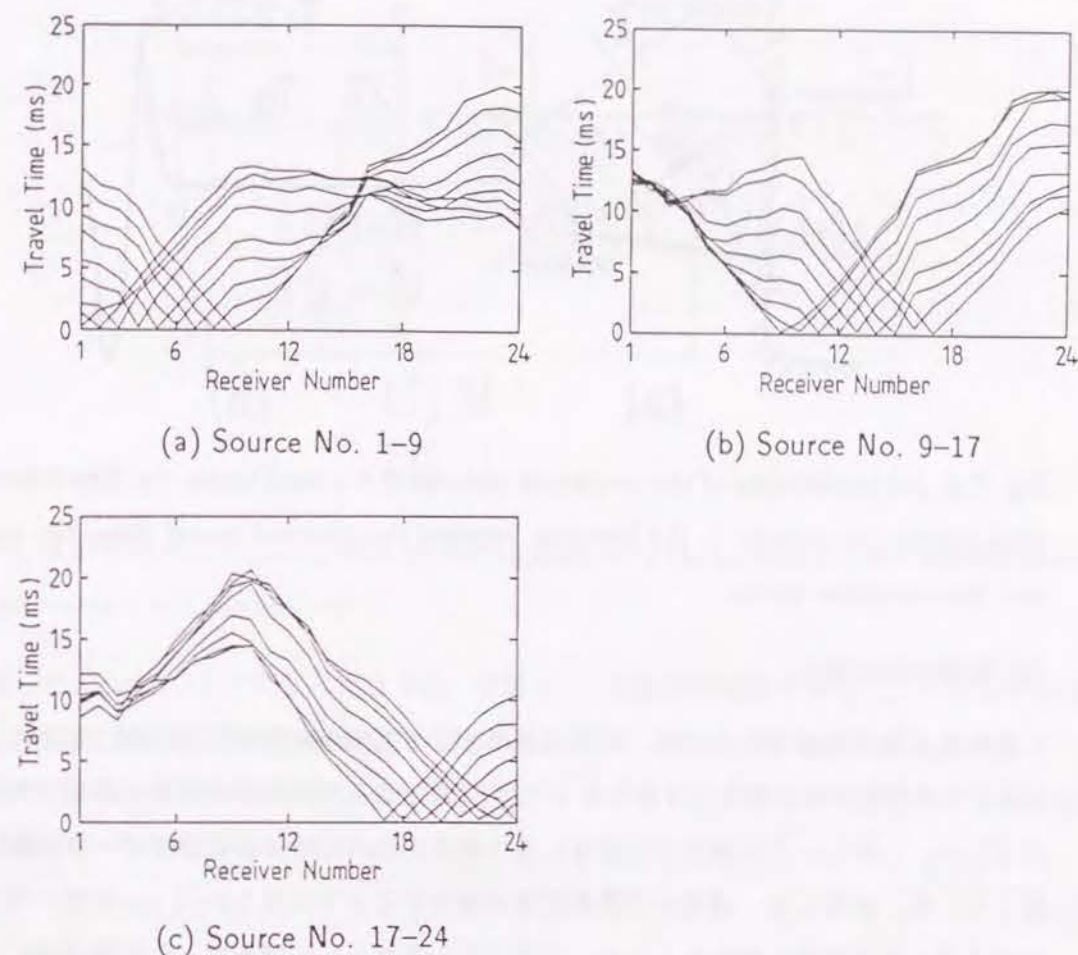


Fig. 7.4: Travel time versus receiver number after correcting the first break picked up initially. (a) Source No. 1-9. (b) Source No. 9-17. (c) Source No. 17-24.

対象領域内に局所的な著しい速度異常がない場合にはこれらの走時曲線は互いにほぼ平行になると考えられる。そこで、読み取った初動走時データの走時曲線を描き、著しく平行から外れているデータに対しては再度初動の読み取りを行って走時を修正した。

Fig. 7.4 に初動の読み取りを修正した後の走時曲線を示した。(a)、(b)、(c) はそれぞれ、発震点 1~9、発震点 9~17、発震点 17~24 の場合の走時曲線である。走時曲線が互いにほぼ平行になっていることがわかる。

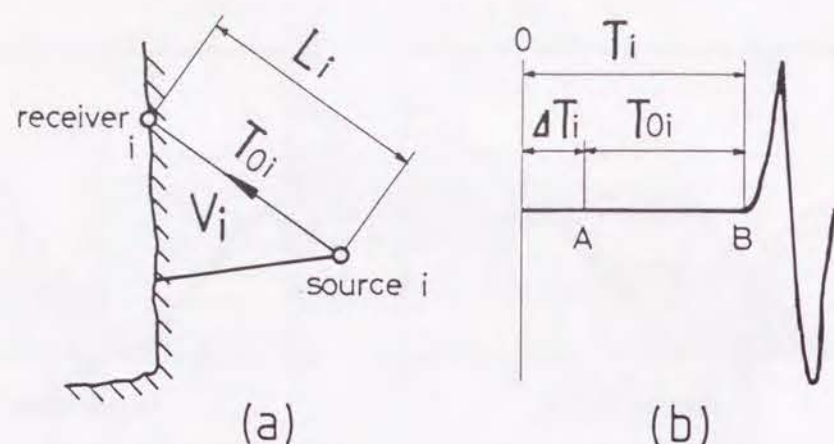


Fig. 7.5: Schematic view of the correction method of the time break. (a) The travel time from source i to receiver i . (b) Relation between the observed travel time, the real one and the correction factor.

(2) 発震時刻の補正

走時を正確に求めるためには、時間の基準となる震源の起震時刻を正確に定める必要がある。このためには、例えばイオンギャップ法[2]などの起震時刻検出方法を採用することが望ましい。しかし、この測定では雷管に点火電流が流れた時刻から波形データの記録を開始している。実際には、通電から瞬発雷管が爆発するまでには0.3~1 ms程度の時間（いわゆる発火待ち時間）がかかるため、通電信号を基準として読み取った初動走時には、雷管が爆発してから受振器に波動が到達する時間（初動走時）に加えて発火待ち時間が含まれる。また、発火待ち時間には各発震ごとに若干のばらつきがあると考えられる。そこで、初動走時からこの時間を除去し、実際に爆薬が爆発した時刻を時間の原点とする発震時刻の補正を行った。このための方法として、速度分布の逆解析を行う際に発火待ち時間を未知量として観測方程式に取り込み、最小二乗法によって速度分布と同時に補正量を決するという方法も考えられる。しかし、この後にさらに各種の初動走時のチェック及び補正を行うことも考慮して、以下に示す方法を用いた。

Fig. 7.5 に発震時刻の補正方法を示した。Fig. 7.5 (a) に示したように、ある発震点 i とその真上に設置した受振点 i との距離を L_i 、発震点 i 及び受振点 i を含む岩盤の壁面近傍の平均 P 波速度を V_i 、発震点 i を出発した波動が受振点 i に到達するのに要する時間を T_{0i} とすると、これらの関係は次式で表される。

$$T_{0i} = \frac{L_i}{V_i} \quad (7.1)$$

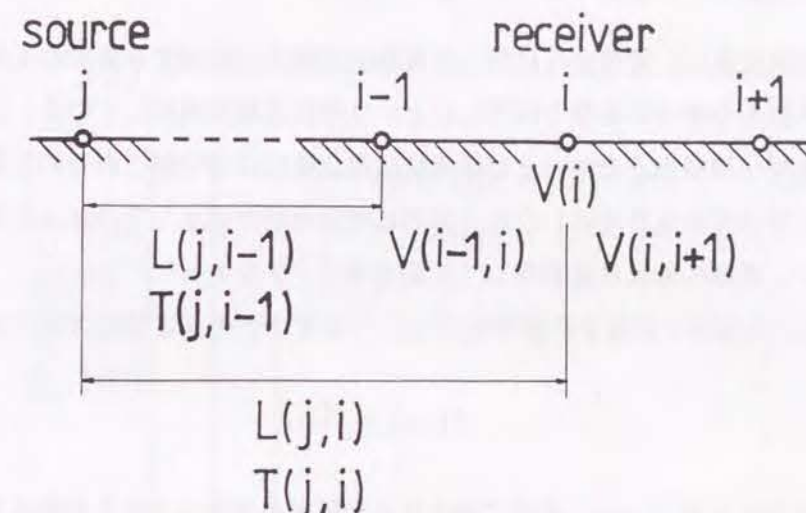


Fig. 7.6: Schematic view of the calculation method of the average P-wave velocity around the source i and the receiver i .

従って、Fig. 7.5 (b) に示したように、受振点 i の初動到達時刻 B から T_{0i} だけさかのぼった時刻 A が実際に雷管が爆発した時刻であると考えられる。通電信号 O を基準として初動を読み取って求めた受振点 i の初動走時を T_i とすると、走時の補正量すなわち発火待ち時間 ΔT_i は次式で与えられる。

$$\Delta T_i = T_i - T_{0i} \quad (7.2)$$

各発震点及び受振点を含む岩盤の壁面周辺の平均 P 波速度は以下の方法で求めた。Fig. 7.6 に示したように、発震点及び受振点をそれらが坑道壁面に沿ってほぼ直線的に並んでいるグループに分け、その坑道壁面の延長にある発震点 j で発震した場合を考える。受振点 i での走時を $T(j, i)$ 、発震点 j と受振点 i との距離を $L(j, i)$ とすると、受振点 $(i-1)$ と受振点 i との間の岩盤の平均 P 波速度 $V(i-1, i)$ は次式で与えられる。

$$V(i-1, i) = \frac{L(j, i) - L(j, i-1)}{T(j, i) - T(j, i-1)} \quad (7.3)$$

いくつかの発震点について求めた $V(i-1, i)$ を平均し $\bar{V}(i-1, i)$ を求め、同様に、受振点 i と受振点 $(i+1)$ の間の岩盤の平均 P 波速度 $\bar{V}(i, i+1)$ を求める。発震点 i 及び受振点 i を含む岩盤の壁面付近の平均 P 波速度 V_i は $\bar{V}(i-1, i)$ と $\bar{V}(i, i+1)$ とを平均して求めた。実際に V_i を計算する際には岩盤の状態や記録の良好度なども考慮した。

(3) 走時の相反性を利用した走時データのチェック

波動の伝播現象は、震源から出発した波動が受振点に到達するまでの走時と震源と受振点とを入れ換えた場合の走時とは等しいという相反定理を満足している。この測定では同一な番号を持つ発震点と受振点とは厳密には同位置にはないが、両者の位置の差は波動の伝播距離に比べてかなり小さいため近似的に相反定理が成立しているとみなすことができる。そこで、走時の相反性を利用して初動走時データをチェックした。

発震点 j 、受振点 i の場合の走時を $T(j, i)$ で表すと、相反定理は次式で表される。

$$T(j, i) = T(i, j) \quad (7.4)$$

相反性を評価する値として、次式で表される発震点と受振点とを入れ換えた場合の走時の差の絶対値を採用する。

$$\Delta T = |T(j, i) - T(i, j)| \quad (7.5)$$

この値をすべての発震点と受振点との組み合わせに対して計算し、著しく相反性から外れているデータに対しては再度走時の読み取りを行った。また、この方法によれば発震時刻の補正が適切でない場合にもそれを発見し修正することができる。

Fig. 7.7 に修正後の走時の差 ΔT のヒストグラムを示した。 ΔT の平均は 0.18 ms、最大は 0.95 ms であった。発震点と受振点とは同位置にはないため厳密には相反定理は成立していないこと、及び初動の読み取りが困難な記録があったことから相反する関係にある走時の差は完全に 0 にはならないが、走時の差が大きいデータは非常に少数であることがわかる。なお、このようなデータは波動が岩盤状態の悪い部分を坑道に沿って伝播するような発震点、受振点の組合せに多く見られた。

(4) 平均速度によるチェック

ここまでの処理で得られた走時データが妥当であるかを判断するために、発震点と受振点との距離を走時で除し、平均速度を算出した。平均速度が常識的に考えられる岩盤の弾性波速度と比べて著しく外れている場合には、これまでの処理を見直した。

Fig. 7.8 に平均速度と震源-受振点間の距離との関係を示した。(a) は発震時刻の補正及び相反性によるチェックを行う前の走時データを使用した場合、(b) は補正後の最終的な走時データを使用した場合である。(a) では走時データに発火待ち時間が含まれているため全体に走時が大きくなっており、特に距離の小さな部分ではその影響で速度がかなり小さくなっていることがわかる。従って、このようなデータをそのまま解析に用いることはでき

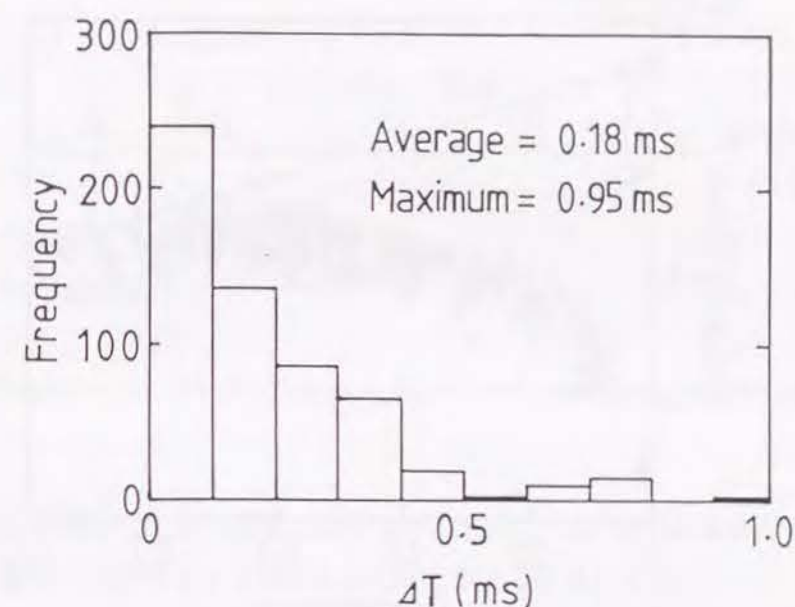


Fig. 7.7: Histogram of the travel time difference of the two source-receiver combination with a reciprocal relation.

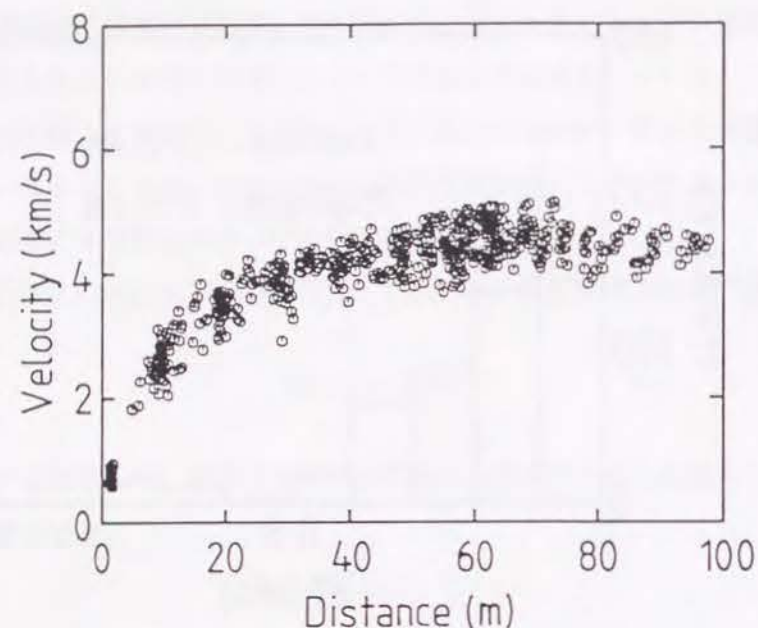
ないことがわかる。(b) では距離の小さい部分の平均速度はややばらついているが、平均速度はほぼ 4000~6000 m/s の間に分布しており、発震時刻の補正が適切であったことがわかる。

(5) 解析に使用する波線の選択

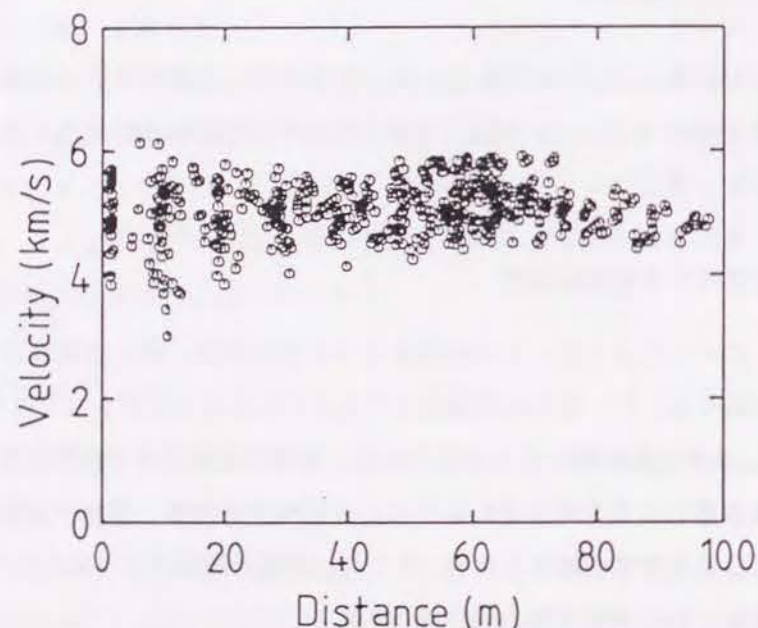
Fig. 7.1 に示したように、この測定を行った現場では、例えば発震点 3 付近の坑道が解析領域内に張り出しているため発震点と受振点の組み合わせによっては発震点 1、2 あるいは受振点 1、2 が坑道の陰になる場合がある。発震点と受振点との間に坑道が存在する場合には波線は坑道の上下を回り込むようにして伝播するため、見かけの伝播速度が低下し解析結果に影響を及ぼすと考えられる。そこで、坑道を横切ると考えられる波線 78 本を除去した。なお、この結果相反性が若干向上した。

7.3.3 平面への投影

現在の段階では、弾性波速度トモグラフィの解析は 2 次元平面上で行われている。この実験では発震点及び受振点をほぼ水平な坑道に設置したが、坑道が傾斜しているため発震



(a) Before correction.



(b) After correction.

Fig. 7.8: Average P-wave velocity versus distance between the source and the receiver.

(a) Before correction. (b) After correction.

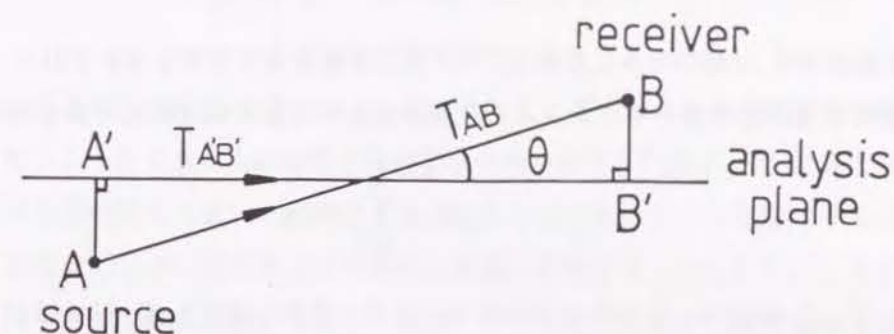


Fig. 7.9: Projection of the position of a source and a receiver and the travel time to a plane.

点及び受振点は完全には同一平面上にはない。従って、3次元的に分布している発震点及び受振点の座標及び走時をある解析平面上に投影する必要がある。

Fig. 7.9 に解析平面への座標及び走時の投影方法を示した。発震点 A、受振点 B の解析平面上への投影点 A'、B' は平面への正射影点として求められる。なお、この解析では発震点位置は発震孔の孔底の座標を、受振点位置は受振孔の開口位置の座標を用いた。また、発震点 A と受振点 B とを結ぶ線分 \overline{AB} とそれらの解析平面上への投影点 A' と B' とを結ぶ線分 $\overline{A'B'}$ とのなす角を θ 、AB 間の走時すなわち観測走時を T_{AB} とすると、A'B' 間の走時すなわち投影後の走時 $T_{A'B'}$ は次式によって求められる。

$$T_{A'B'} = T_{AB} \cdot \cos \theta \quad (7.6)$$

解析平面として各発震点及び受振点から平面までの距離の差が最小となる、いわゆる最小二乗平面を用いる場合もあるが、今回の実験現場では発震点及び受振点の垂直方向のばらつきが小さいため、本解析では解析平面として水平面を用いた。この現場では角 θ の値は $0^\circ \sim 20^\circ$ 程度で平均は 9° であり、解析面に対して著しく傾斜している波線は存在していなかった。従って補正量 $\cos \theta$ はほぼ 1 に等しいため、座標及び走時を平面上に投影し解析を行っても解析平面上にない速度構造の影響によって走時データに誤差を生じるなどの影響はないと考えられる。

各発震点及び受振点の座標と走時とをそれぞれ解析平面上に投影し、最終的に作成した座標データ及び走時データを弾性波速度トモグラフィ解析の入力データとした。

7.4 逆解析

対象領域を M 個のセルに分割し、セル及び波線を表す添字をそれぞれ i, j とすると、初動走時を用いた速度トモグラフィの逆解析における基本式は次式で表される。

$$T_j = \sum_{i=1}^M s_i \cdot l_{ij} \quad (7.7)$$

ここで、 T_j は走時、 s_i は各セルのスローネス（速度の逆数）、 l_{ij} は波線が各セルを横切る距離である。(7.7) 式の連立一次方程式を解き s_i を求めることが弾性波速度トモグラフィにおける逆解析である。

一般に逆解析には反復法が用いられる。その解析手順は以下の通りである。

1. 初期スローネスモデルを作成する。
2. 与えられたモデルに対してレイトレーシングを行い、理論走時を計算する。
3. 観測走時と理論走時とを比較する。
4. 残差が与えられた誤差レベルより小さくない場合にはモデルを修正する。
5. 残差が小さくなるまで反復を繰り返す。

本章では、逆解析の方法として、逆投影法 (BPT) によって初期スローネスモデルを求め、同時反復法 (SIRT) 及び最小二乗反復法 (ILST) によってモデルを反復修正する方法を採用した (付録 B)。この際に、精度のよい解を得るために、逆解析の方法及び与えるパラメータの値について検討した。

7.4.1 選択的平滑化

データにノイズが含まれていたり波線密度に不均衡がある場合には、逆解析の解が不安定になり、得られる速度構造が不自然になることがある。これを改善し解を安定させる方法の一つに平滑化がある。媒質の違いに起因する速度変化を保存して解像度を保ち、かつ、解を安定させる方法として Radcliff et al.[3] の選択的平滑化がある。

平滑化しようとするセルの速度を V_1 、そのセルに隣接する 8 個のセルの速度を $V_2 \sim V_9$ 、重みを w_1, w_2 とすると平滑化された速度 V_s は、次式で与えられる。

$$V_s = \frac{w_1 V_1 + \sum_{i=2}^9 f_i w_2 V_i}{w_1 + \sum_{i=2}^9 f_i w_2} \quad (7.8)$$

7.4. 逆解析

$$f_i = \begin{cases} 1, & \text{if } |V_i - V_1| < \Delta V \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (7.9)$$

ここで、重みは Radcliff et al. に従い $w_1 = 2w_2$ とした。 ΔV は与える速度差のしきい値であり、平滑化しようとするセルの速度と隣接するセルの速度との差が ΔV より大きい場合には、その速度差は媒質の違いに起因するものとみなし、そのセルの速度は平滑化に用いない。この速度差のしきい値の大小は平滑化の効果に影響する。すなわち、しきい値が小さい場合には平滑化の効果が小さくなり、微細な速度の変化を保存し精度を向上させることができるが、解析が不安定になりやすい。逆にしきい値が大きい場合には解は安定するが微細な構造は失われてしまう。従って、解析の目的や要求される精度、予想される速度構造及び解析手法の安定性などを考慮してしきい値を決定する必要がある。しかし、Radcliff et al. はしきい値の選択に関して理論的根拠を述べていない。

本章では、走時の誤差を利用してしきい値を決定する方法を考えた。走時に誤差が含まれていると解析によって得られる速度にも誤差が生じる。従って、この誤差の範囲内での微細な速度の変化を議論しても意味がない。そこで、速度差のしきい値を速度の誤差程度にとり速度分布を平滑化した。走時の誤差 ΔT が速度に及ぼす影響は次式で与えられる。

$$\Delta V = \left| \frac{\Delta T}{T} \cdot V \right| \quad (7.10)$$

速度の誤差を評価するための距離及び走時の代表値として、それぞれ発震点-受振点間の距離の平均値 $X = 46.55$ m 及び走時の平均値 $T = 9.13$ ms を用いると $V = 5099$ m/s となる。前述したように相反する走時の差の平均は 0.18 ms であるので走時にはこの程度の誤差が含まれていると考え、(7.10) 式より速度の誤差は約 100 m/s になる。従って、本章では速度差のしきい値を 100 m/s とし速度分布の平滑化を行った。

7.4.2 反復回数及びパラメータ ϵ の決定

本章では、ILST における連立方程式の解法として特異値分解 (Singular Value Decomposition) 法 [4] を用いた。特異値分解法では特異値の打ち切りを表すパラメータ ϵ ($0 \leq \epsilon \leq 1$) を与える必要がある。特異値分解法は、正規方程式における係数行列 A を特異値分解して得られた最大の特異値 λ_0 に対して $\lambda_k < \epsilon \cdot \lambda_0$ となる λ_k 以降の特異値を 0 とみなして行列 A のランクを下げ、正則な行列とする方法である。従って、 ϵ の値が小さいほど係数行列 A の情報は解に伝わるが誤差の影響を受けやすくなる。また、解の収束は速くなるが不自然な偽像が発生することがある。逆に ϵ の値が大きいほど偽像の発生は押さえられるが、解の収束は悪くなる。パラメータ ϵ を統計的手法を用いて決定する方法も試みられている。

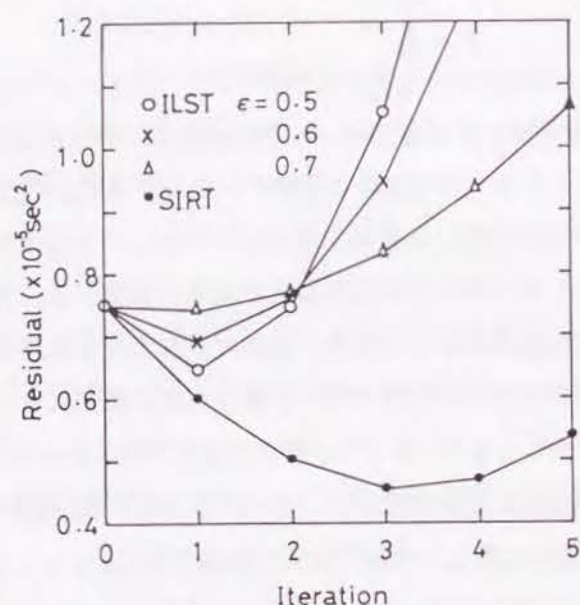


Fig. 7.10: Travel time residual versus number of iteration.

[5] が、現在のところ確立された定量的な判断方法はない。そこで、実際に逆解析を行って ϵ の値が解析結果に与える影響について検討し、最適な ϵ の値を決定した。また、同時に反復回数に関する検討も行った。

SIRT 及び $\epsilon = 0.5, 0.6, 0.7$ とした特異値分解法による ILST によって反復修正を行い、速度分布を求めるとともに走時残差二乗和を計算した。逆解析の際には速度差のしきい値を 100 m/s とした選択的平滑化を行った。なお、逆解析のその他の設定については 7.5 で詳しく述べる。走時残差二乗和は、得られた速度分布に対する理論走時 T_{Tj} 、観測走時 T_{Oj} を用いて次式の E で与えられる。

$$E = \sum_{j=1}^N (T_{Tj} - T_{Oj})^2 \quad (7.11)$$

ここで、 N は波線数である。Fig. 7.10 に反復回数と走時残差二乗和との関係を示した。Fig. 7.10 より、SIRT の場合には反復回数 3 回、ILST では ϵ の値にかかわらず反復回数 1 回で走時残差二乗和が最小となり、その後反復を繰り返すと残差は逆に増加することがわかる。

Table 7.2 に走時残差二乗和が最小になる反復回数の場合の解析で得られた速度の最小値及び最大値を示した。これらの結果から、SIRT の方が ILST よりも走時残差二乗和は小さいが、得られた速度の値は岩盤の弾性波速度としては不適当であることがわかる。ILST の場合には、 ϵ の値が小さいほど走時残差の値は小さくなるが速度の最大値が大きくなる傾向があることがわかる。逆に ϵ の値が大きい場合には速度の最大値は不自然な値ではな

Table 7.2: Travel time residual, minimum and maximum value of the reconstructed velocity.

	BPT	SIRT	ILST		
			$\epsilon = 0.5$	$\epsilon = 0.6$	$\epsilon = 0.7$
Iteration	—	3	1	1	1
Residual ($\times 10^{-5} \text{ s}^2$)	0.752	0.459	0.646	0.690	0.741
Minimum velocity (m/s)	4575	2900	4440	4578	4572
Maximum velocity (m/s)	5854	7195	6035	6117	5827

いが、走時残差二乗和の値が BPT で作成した初期モデルからほとんど変化しないことから速度分布はほとんど修正されないことがわかる。また、図には示さないが、SIRT 及び $\epsilon = 0.5$ とした ILST の解析結果の速度分布は、現位置の岩盤の速度分布としてはやや不自然であった。

そこで、走時残差二乗和の減少と速度の値及び解析結果の自然さという相反する 2 つの条件を満足させるために、本解析では $\epsilon = 0.6$ とした特異値分解法による ILST を用い、反復回数 1 回の場合の結果を最終結果として採用した。

7.5 解析結果及び考察

解析範囲は東西 100 m \times 南北 80 m の長方形の領域である。この領域を東西方向に 20 個、南北方向に 16 個の 5 m \times 5 m の正方形セルに分割した。

解析にあたって、セルの大きさの決定は重要な問題である。セルの大きさを小さくするほど分解能が高く、微細な構造まで認識することができる。しかし、弾性波トモグラフィは波線理論を基本概念としていること、及び波長に対して非常に小さい速度構造の情報は測定し得ないことから、不必要に小さいセルを設けても物理的に無意味である。また、波線数に対してセル数が多くなると解が不安定になりかえって精度が落ちるばかりか解が求められなくなる場合も生じる。従って、セルの大きさは波線数とセル数との関係、及び使用した波動の波長を考慮して決定した。使用した波線数は 498 本であり、セルの大きさを 5 m にした場合には実際に解析されるセル数は 190 個になる。未知数（セル数）に対してデータ数（波線数）は約 2.5 倍あり、このセルの大きさであれば最小二乗法を使用することが可能である。また、Fig. 7.3 からわかるように、使用した波動の初動の周波数は震源の付近で数 kHz、受振点付近で 500 Hz \sim 1 kHz であるため、波長は 2 \sim 10 m 程度と考え

Table 7.3: P-wave velocity of the rock samples obtained by the laboratory experiment.

Rock	P-wave velocity (m/s)
Gneiss	5700
Limestone	5470
Skarn	4900
Basic dyke	5170

られる。従って、セルの大きさは波長に対して十分な大きさをもっていると考えられる。

逆解析では、各セルを横切る波線の長さ及び与えられた速度モデルに対する理論走時を計算する必要があり、精度のよい解析のためには波線の屈折を考慮したレイトレーシングを行わなければならない。そこで、本解析では Huygens の原理に基づく 16 方向点波源による近似初期波線を修正する方法 [6] を用いた。レイトレーシングの精度を向上させるためにレイトレーシングの際にはセルを $2.5 \text{ m} \times 2.5 \text{ m}$ と逆解析時よりも細かく分割した。

Fig. 7.11 に弾性波速度トモグラフィ解析によって求められた P 波速度分布を示した。この結果は $\epsilon = 0.6$ とした特異値分解法による ILST を用い、速度差のしきい値を 100 m/s として選択的平滑化を行った反復回数 1 回の場合の解析結果である。解析結果から、測定領域の南側の岩盤内部、及び東側の坑道壁面付近に P 波速度の高い部分が存在しており、全体的に北西側が低速度、南東側が高速度となっていることがわかる。また、岩盤中央部から南東方向にかけてやや低速度の部分が伸びている。

対象領域をセルに分割する際に、速度構造に沿う方向に分割を行うと精度が向上することが明らかになっている [7]。Fig. 7.11 に示した解析結果から北東-南西方向及び北西-南東方向に速度構造の境界が見られること、及び後述するように、対象領域内に $N50^\circ E$ 、 $N40^\circ W$ の走向の断層が存在することから、解析座標を時計回りに 50° 回転させた解析座標を用いて同様の解析を行った。Fig. 7.12 に回転させた解析座標を用いた解析結果を示した。解析条件は Fig. 7.11 の場合と同じである。Fig. 7.12 に示した結果も全体的には Fig. 7.11 とほぼ同様である。しかし、Fig. 7.12 より予想される構造に沿う方向に回転させた座標を使用した場合の方が速度分布の境界がより明瞭になっていることがわかる。

この解析領域内部の実際の P 波速度分布及び岩盤状況は明らかになっていないが、岩石試料の速度測定結果及び坑道壁面の地質学的観察結果などと比較して、解析結果の検討を行った。

Table 7.3 に測定現場付近で採取された岩石コアの P 波速度を室内で測定した結果を示した。現位置では岩石は水で飽和していると考えられるため、約 1 ヶ月間コアを水中に放

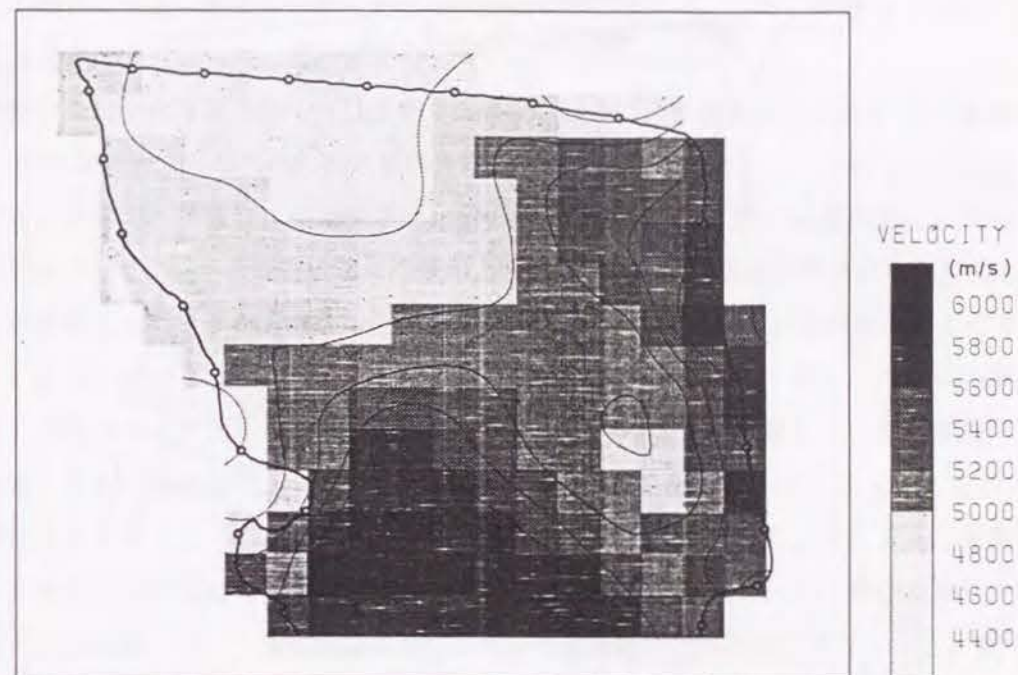


Fig. 7.11: P-wave velocity distribution reconstructed by the tomography analysis.

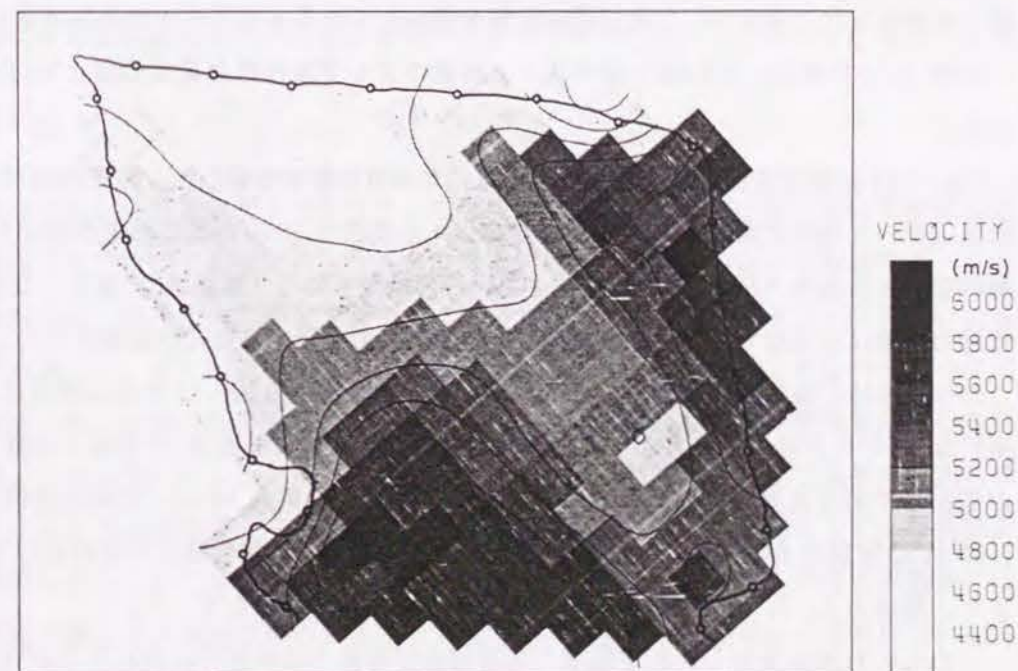


Fig. 7.12: Velocity distribution reconstructed by use of the rotated coordinates.

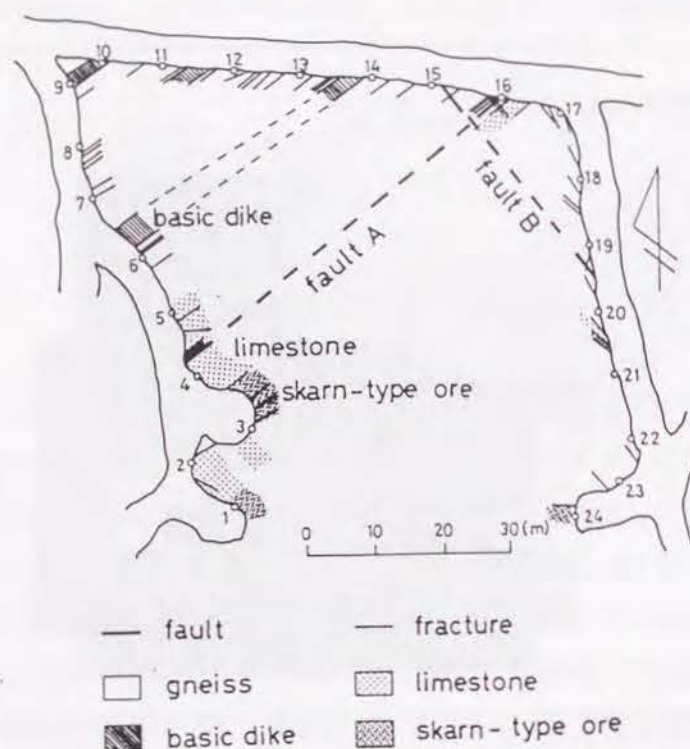


Fig. 7.13: The result of the geological observation of the gallery.

置し含水させた。表より、この付近の岩盤を構成している主な岩石中の弾性波速度は4800～5700 m/sである。これはトモグラフィ解析によって得られた速度の値とほぼ一致している。

Fig. 7.13 に坑道壁面の観察によって得られた地質の概略を示した。測定現場付近の岩盤はほぼ均一な飛驒片麻岩からなるが、受振点4と受振点16の位置に断層が露出しており、解析領域の中央をN50°E方向に横切っていると推定される(断層A)。また、受振点4、5付近の岩盤は石灰岩であり、測定の際に少量の爆薬の爆発で発震孔が破壊されたことから、この付近は特に軟弱な岩盤であると考えられる。また受振点10～17の坑道壁面には断層に平行なN50°E方向の割れ目が多く、湧水が見られた。特に受振点16付近には断層破砕帯が露出しており大量の湧水が見られた。これに対し、受振点18～24の坑道壁面では走向N40°Wの断層Bが存在しているほかは割れ目が少なく、岩盤状態は比較的良好であった。また、受振点1、2、3、24付近にはスカルン型の鉱床が露出していた。

これらの観察結果から、測定領域の北西部分の岩盤では岩盤中の割れ目の存在によって東側の岩盤に比べて弾性波速度が低下していることが推察される。トモグラフィ解析の結果では、測定領域の中央部を境として北西側が5000 m/sより低速度、南東側が高速度に

なっており、岩盤の状況から推察される速度分布と一致していることが確認された。この速度の境界の位置は断層の位置に対応していると考えられる。また、断層Aが露出している受振点4、16付近は特に低速度になっていることもわかる。

岩盤中央部から南東方向に伸びるやや低速度の部分は、その方向が断層B及び受振点17～24の坑道壁面で観察された割れ目の方向と一致していることから、これらと関係があると考えられるが、坑道壁面の地質学的観察の結果のみからは実際の岩盤内部の状況については判断できない。この低速度部分に沿うような波線は比較的伝播距離が長く、さらに受振器への波動の入射角度が大きかったため、データのS/N比が悪く初動が読み取りにくかった。Fig. 7.4を見るとこのような波線の走時の平行性がやや乱れており、これらの波線の走時の精度はあまりよくないと考えられるため、走時の誤差が影響している可能性も考えられる。また、受振点11～13付近の低速度部分の影響を受けていることも考えられる。

弾性波トモグラフィにおいて、対象領域を全周方向から取り囲むようにデータを取得できない場合には解析結果にその影響が現れることはよく知られている。今回の測定では南側の辺には坑道、ボーリング孔などがなく発震点及び受振点を設置できなかった。従って、岩盤の南側内部の高速度部分を通過する波線が少なく、この部分の修正は他の部分と比較して十分になされていないことが考えられる。

このように、発震点及び受振点の配置の制約、あるいはデータ取得の際の状況が解析結果に影響していることも考えられるが、室内実験の結果及び実際の岩盤状況と比較して、解析結果は実際の岩盤内の速度分布をかなりよく再現しているとみなすことができる。

7.6 結言

本章では、弾性波速度トモグラフィの現位置岩盤評価への適用性について検討するために現地実験を行い、測定されたデータの解析を行った。精度のよい初動走時データを作成するために、読みとった初動走時データに対してデータの品質のチェックを行い、各種の補正を施した。また、逆解析の段階でも逆解析手法及び逆解析に必要なパラメータについて考慮した。解析の結果得られた速度分布は、室内実験の結果及び現位置岩盤の地質学的情報と一致していることが確認された。解析結果は、断層の存在及び岩盤中の割れ目の存在によるP波速度の変化を捉えていると考えられ、弾性波速度トモグラフィは現位置岩盤の調査の手法として有効である。一方、鉱床の存在については、この現場の場合には鉱床と周辺岩盤とのP波速度の差があまり大きくないため、解析結果からは興味深い知見を得ることはできなかった。

参考文献

- [1] 大友秀夫 (1989) : 物理探査学会ジオトモグラフィシンポジウムテキスト, 79-88.
- [2] 佐々宏一, 芦田譲, 内山成和, 五江淵通 (1991) : 各種起振時間の検出方法の評価とその精度が逆解析に及ぼす影響, 物理探査学会第84回学術講演会論文集, 73-78.
- [3] Radcliff, R. D., Balanis, C. A. and Hill, H. W. Jr. (1984) : A stable geotomography technique for refractive media, IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, GE-22, 698-703.
- [4] Golub, G. H. and Reinsch, C. (1970) : Singular value decomposition and least squares solution, Numer. Math., 14, 403-420.
- [5] Yamada, M. and Sassa, K. (1990) : Advantageous use of AIC in seismic tomography analysis, Proc. SEGJ Intern. Symp. on Geotomography, 128-135.
- [6] Sassa, K., Ashida, Y., Kozawa, T. and Yamada, M. (1989) : Improvement in the accuracy of seismic tomography by use of an effective ray-tracing algorithm, Proc. IMM/MMIJ Joint Symp., 129-136.
- [7] 山田雅行, 白旗秀紀, 佐々宏一 (1992) : 坑井間弾性波トモグラフィの問題点について — 傾斜層の検出能力 —, 材料, 41, 430-436.

第8章 弾性波の初動振幅を利用した減衰トモグラフィ

イ

8.1 緒言

波動は媒質内を伝播する間に媒質のさまざまな物理的特性によって影響を受ける。媒質の特性は、通常、測定記録から抽出した走時、振幅、位相などの情報を使用して、波動の伝播速度と減衰特性の2つの要素で表現される。前章では、弾性波の伝播時間（初動走時）を用いて伝播速度の2次元分布を求める弾性波速度トモグラフィについて検討を行なった。

媒質内での波動の減衰特性を測定するためには、振幅の減衰あるいはスペクトルの変化を利用する。振幅は媒質内部の不均質性や粘性減衰によって変化するため、岩盤強度や亀裂の存在などに関する情報を提供する。振幅は伝播速度に比べて媒質の性質の変化に敏感であることが明らかになっており [1]、速度情報だけでは把握できない媒質の性質の詳細な変化を検知することができることが期待される。反面、振幅は多くの要因によって複雑な影響を受けるため取り扱いが難しく、現時点では伝播速度に比較して余り利用されていない。

弾性波速度トモグラフィと同様に、対象領域内部の減衰特性の分布を求める減衰トモグラフィも理論的に可能であるが、この手法に関する研究はまだ少ない。それらは主として地球物理学的観点から遠地地震あるいは局所地震記録の振幅の変化 [2] あるいはスペクトルの変化 [3, 4] を用いて、火山や温泉地帯の大局的な地下構造を把握するために行われたものである。工学的には花崗岩内の亀裂探査に適用した例 [5] がある。

本章では、弾性波の初動振幅を用いて減衰特性の2次元分布を再構成する減衰トモグラフィについて検討を行った。まず、その理論的基礎及び計算方法について検討し、次に、減衰トモグラフィに特有な問題点とその解決方法について検討を行った。最後に、本手法を用いて現位置岩盤を対象とした現地実験によって測定されたデータの解析を行い、その適用性について検討した。

8.2 理論及び計算方法

均質な媒質内を伝播する1次元波動では、振幅の変化が粘性による減衰のみに起因している場合には、ある基準点での振幅 A_0 と距離 x だけ離れた点での振幅 A との間には次式が成立する。

$$A = A_0 \cdot \exp(-\alpha x) \quad (8.1)$$

ここで、 α は減衰定数であり、円周率 π 、周波数 f 、速度 V 、 Q 値 Q を用いて次式で表される。

$$\alpha = \frac{\pi f}{QV} \quad (8.2)$$

3次元の波動の場合には波動の幾何学的拡散によっても振幅が減少するが、これは伝播距離のみの関数であり粘性減衰とは独立に与えられる。従って、波動の幾何学的拡散による振幅の減少を補正すれば、(8.1) 式は3次元の波動についても成立すると考えることができる。

弾性波減衰トモグラフィは(8.1) 式を基本式として対象領域内の減衰特性の分布を求める方法である。減衰定数 α は(8.2) 式に示したように周波数 f の関数であり使用する弾性波の周波数によって変化する。一方、現在の研究では、少なくとも弾性波探査に使用される弾性波の周波数の範囲内では、 Q 値は周波数によらず一定の値を取ると考えられている。そこで、ここでは媒質の減衰特性を表すパラメータとして Q 値を用いることにする。なお、振幅として初動の振幅を用いるため、取り扱う波動はP波であり、求める減衰特性もP波の減衰特性である。

対象領域を M 個のセルに分割し、セル及び波線を表す添字をそれぞれ i, j とすると、(8.1) 式は次式のように離散化することができる。

$$A_j = A_{0j} \prod_{i=1}^M \exp\left(-\frac{\pi f_{ij} t_{ij}}{Q_i}\right) \quad (8.3)$$

(8.3) 式の両辺の対数を取り変形すると次式が得られる。

$$\ln\left(\frac{A_j}{A_{0j}}\right) = \sum_{i=1}^M \left(-\frac{\pi f_{ij} t_{ij}}{Q_i}\right) \quad (8.4)$$

ここで、

$$\begin{cases} a_j = \ln\left(\frac{A_j}{A_{0j}}\right) \\ q_i = \frac{1}{Q_i} \\ c_{ij} = -\pi f_{ij} t_{ij} \end{cases} \quad (8.5)$$

とおくと、(8.4) 式は次式のように表すことができる。

$$a_j = \sum_{i=1}^M q_i \cdot c_{ij} \quad (8.6)$$

(8.6) 式の連立方程式において、 a_j は波動の振幅に関する項であり、発震点と受振点とで観測された振幅から得られる既知量である。

c_{ij} 中の t_{ij} は各セルを波動が通過するのに要する時間である。そこで、減衰トモグラフィ解析に先立って初動走時を用いた速度トモグラフィ解析を行い、各セルの速度及び波線が各セルを通過する長さを求めることにより、各セルでの波動の伝播時間 t_{ij} を求める。このようにすると屈折を考慮した波線経路にも適用できる。

次に、各セル内での波動の周波数 f_{ij} を求める必要がある。一般に、粘性のある媒質内を波動が通過する場合には粘性によって波動の周波数は低下し、その低下の程度は媒質の Q 値に従うと考えられる。減衰トモグラフィ解析を行う際には Q 値はまだ未知であるため、波動の周波数の変化を考慮して各セル内での波動の周波数 f_{ij} を正確に求めることは困難である。そこで、必要に応じて仮定を設け、周波数を推定する必要がある。例えば、従来の研究に多くみられる遠地震を用いる方法では対象領域内を通過する際の波動の周波数の変化は無視できるとしている。また、減衰特性を減衰定数 α で表現する場合は対象領域内では波動の周波数が一定であると仮定した場合の減衰特性に相当する。本章で現地データ解析の際に用いた周波数推定の方法については後述する。

このように t_{ij} 、 f_{ij} が既知量になり(8.6) 式の c_{ij} が既知量となると、未知量は各セルの Q 値の逆数である q_i のみとなる。従って、これらの値を用いて(8.6) 式の連立方程式を解くことにより q_i の値を求めることができる。前章で述べたように、初動走時を用いた速度トモグラフィの逆解析における基本式は次式で表される。

$$T_j = \sum_{i=1}^M s_i \cdot l_{ij} \quad (8.7)$$

ここで、 T_j は走時、 s_i はスローネス、 l_{ij} は波線が各セルを横切る距離である。(8.6) 式は(8.7) 式と数学的に同等の式であるため、(8.7) 式を解くために開発された BPT、SIRT、ILST などの代数的な逆解析の方法(付録 B)を適用することができる。この場合、速度トモグラフィ解析によって波線経路が既に決定しており1回の反復ごとに波線経路計算を行う必要がないため、計算時間が短く解の収束も速い。

この方法の問題点としては、以下の点が考えられる。

- (1) 実際の波動は、異なる媒質の境界面を通過する際の透過損失や回折、散乱、変換波の発生、波線のフォーカシングなどによって振幅が変化すると考えられるが、この方法では震源-受振点間での振幅の変化がすべて粘性減衰に起因するとみなしていること。
- (2) 速度トモグラフィの結果として得られる速度分布及び波線経路を使用するため、これらの精度の影響を受けること。
- (3) 場合によっては、波動の周波数の変化を考慮するために周波数を推定する必要がある

ること。

- (4) 媒質に入射した波動の振幅を測定することが一般には困難であること。さらに、震源付近の局所的な不均質が入射波の測定精度に影響し、全体の解析結果に影響を及ぼす危険性があること。

本研究では、(1)について理論的検討及び計算機シミュレーションによって解決方法を検討した。また、(2)について計算機シミュレーションによって検討した。(3)、(4)については、現地実験で得られた弾性波データの解析を行う際に検討を加えた。

8.3 計算機シミュレーションによる検討

8.3.1 透過損失などによる振幅の変化の除去

従来の減衰トモグラフィ解析では、幾何学的発散や機器特性などの補正を行った後の波動の振幅の変化は粘性減衰のみに起因しているとみなしている。しかし、実際に観測される波動の振幅には粘性減衰のほかに、異なる媒質の境界面を透過する際の透過損失や回折、散乱、変換波の発生、波線のフォーカシングなどによる変化も含まれている。従って、媒質の真の減衰特性の分布を得るためにはこれらの影響を除去する必要がある。Bregman et al.[5]は波線のフォーカシングによる影響のみを考慮した解析を試みている。

透過損失などの影響による振幅の変化を除去するために以下の方法を考案した。振幅の変化が粘性減衰のみによるものとみなすと、基準点での振幅 A_0 と距離 x だけ離れた観測点での振幅 A の間には次式の関係がある。

$$A = A_0 \cdot \exp(-\alpha x) \quad (8.8)$$

透過損失、回折、散乱、変換波の発生、波線のフォーカシングなどの粘性減衰以外の要因による振幅の変化は媒質の速度構造の変化によって生じる。これを T で表すと、実際の振幅の変化は(8.8)式でなく次式で表される。

$$A = A_0 \cdot T \cdot \exp(-\alpha x) \quad (8.9)$$

一方、速度構造は同一で媒質が完全弾性体である ($\alpha = 0$) 場合を考える。上で述べた粘性減衰以外の要因による振幅の変化は媒質の速度構造の変化によって生じるため、この場合の観測点での振幅 A' は次式で表される。

$$A' = A_0 \cdot T \quad (8.10)$$

(8.9) 式及び (8.10) 式より次式が得られる。

$$A = A' \cdot \exp(-\alpha x) \quad (8.11)$$

(8.11) 式は (8.8) 式の A_0 を A' で置換したものである。従って、基準点での振幅 A_0 の代わりに粘性がない場合の観測点での振幅 A' を用いることにより、粘性減衰のみによる振幅の変化を取り扱うことができる。

振幅を用いた減衰トモグラフィ解析では、あらかじめ走時を用いた速度トモグラフィ解析によって対象領域内の速度構造が明らかになっている。従って、既に開発されている各種の弾性体モデリングの手法から解析の目的に合わせた適当な方法を採用することにより A' を計算することができる。

弾性体モデリングにおける入射波の振幅を A_{m0} 、観測点での振幅を A'_m とすると、(8.10) 式より次式が得られる。

$$T = \frac{A'_m}{A_{m0}} \quad (8.12)$$

これを (8.9) 式に代入し次式が得られる。

$$\ln\left(\frac{A}{A_0}\right) - \ln\left(\frac{A'_m}{A_{m0}}\right) = -\alpha x \quad (8.13)$$

このようにして、弾性体モデリングで得られた振幅を用いて観測データの振幅を補正すれば、粘性減衰以外の要因による振幅の変化の影響を除去することができる。

この方法の効果について計算機シミュレーションによって検討した。Fig. 8.1 (a) に用いた構造モデルを示した。モデルは中央に低速度、低 Q 値の層が存在する水平3層構造モデルである。震源はモデルの左側、受振点は右側の辺にそれぞれ10個ずつ設置し、Snellの法則に基づく波線計算により初動走時及び波線経路を求めた。このモデルのような速度構造では、粘性減衰に加えて境界面を透過する際の透過損失によっても振幅が変化する。そこで、粘性減衰による振幅の変化を(8.1)式で、また、透過損失による振幅の変化を平面P波が境界面に入射した場合の波動の振幅を計算するZoeppritzの方法[6]でそれぞれ計算し、両者を含んだ振幅の観測データを作成した。ここで、Zoeppritzの方法では臨界屈折波の振幅を評価することはできないため、臨界屈折波が初動となる波線はデータから除外した。また、幾何減衰は既に除去されているものとして取り扱った。(b)は振幅の変化をすべて粘性減衰によるものとみなして逆解析を行った結果であり、透過損失の影響によりモデルの Q 値分布は精度よく再構成されていないことがわかる。(c)は透過損失による振幅の変化を除去して逆解析を行った結果である。モデルの Q 値分布がほぼ完全に再構成されて

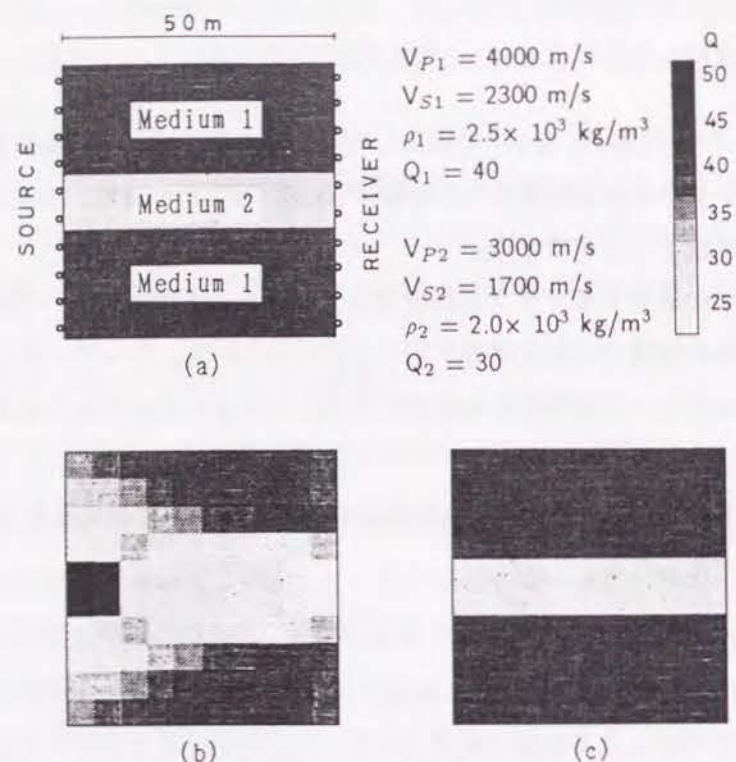


Fig. 8.1: Effects of transmission loss on attenuation tomography result and their elimination. (a) The model used for the simulation. (b) The result including transmission loss in the amplitude data. (c) The result after eliminating transmission loss.

いる。従って、透過損失による振幅の変化が大きい場合には、ここで考案した方法によってこれを除去することができ、逆解析結果の精度が向上することが明らかになった。

8.3.2 速度分布の精度が解析結果に与える影響

減衰トモグラフィ解析では速度トモグラフィ解析の結果として得られた速度分布及び波線情報を使用する。このため、減衰トモグラフィ解析の精度はこれらの精度によって影響されると考えられる。そこで、精度の異なる速度分布を作成して減衰トモグラフィ解析を行い、その結果から速度分布の精度が解析結果に与える影響について検討した。

検討に用いた構造モデル及び震源-受振点配置は Fig. 8.1(a) に示したものと同一である。使用した速度分布及び波線経路は以下の (a)~(f) である。

- | | |
|-----------------------------------------|---------------|
| (a) 真の速度分布、 | Snell の波線経路 |
| (b) 真の速度分布、 | Huygens の波線経路 |
| (c) BPT による速度分布、 | " |
| (d) ILST ($\epsilon = 0.1$) による速度分布、 | " |
| (e) ILST ($\epsilon = 0.05$) による速度分布、 | " |
| (f) ILST ($\epsilon = 0.01$) による速度分布、 | " |

ここで、Snell の波線経路とは Snell の法則に基づく波線追跡法による波線経路、Huygens の波線経路とは Huygens の原理に基づく 48 方向点波源による初期波線を修正する波線追跡法による波線経路 [10] である。(a) は使用した速度分布及び波線経路に誤差がない場合である。(b) は (c)~(f) で用いた Huygens の波線経路による誤差の影響を検討するためのものである。(c)~(f) で使用した速度分布の精度が減衰トモグラフィ結果に及ぼす影響を検討した。ここで、(d)~(f) は ILST によって実際に解析を行った際にダンピングパラメータ ϵ の選択の適否によって解が収束した場合及び解が発散した場合に相当する。なお、ここでは透過損失などによる振幅の変化はない（既に除去されている）ものとして取り扱った。

Fig. 8.2 に用いた速度分布（左）及び得られた Q 値分布（右）を示した。(a) では完全な Q 値分布が得られている。(b) では波線経路がわずかに違うために Q 値分布に生じる影響がわずかに認められるが、ほぼ完全な Q 値分布が得られているとみなすことができる。従って以下の検討では、波線計算の方法による影響は考えなくてもよいことがわかる。(c) では BPT によりぼやけた速度分布しか得られていないため、Q 値分布もぼやけたものになっていることがわかる。(d) では精度のよい速度分布が得られたことから Q 値分布の精度もよいが、(e)、(f) ではしだいに精度が悪くなっていくことがわかる。なお、波線の通過しないセルの Q 値は計算できないため、Q 値分布の図中では白く抜けている。これらの結果から、速度分布及び波線経路の精度が良いほど得られる Q 値分布の精度が良く、これらの精度が悪いほど、特に波線の通らないセルが存在する場合には精度が悪くなることがわかった。また前項で述べたように、透過損失などの影響が大きい場合には速度分布を用いてこれらを除去することから、速度分布の精度が悪いと Q 値分布の精度はさらに悪くなることが予想される。これを解決する方法はないので、精度の良い速度分布を求めることが要求される。

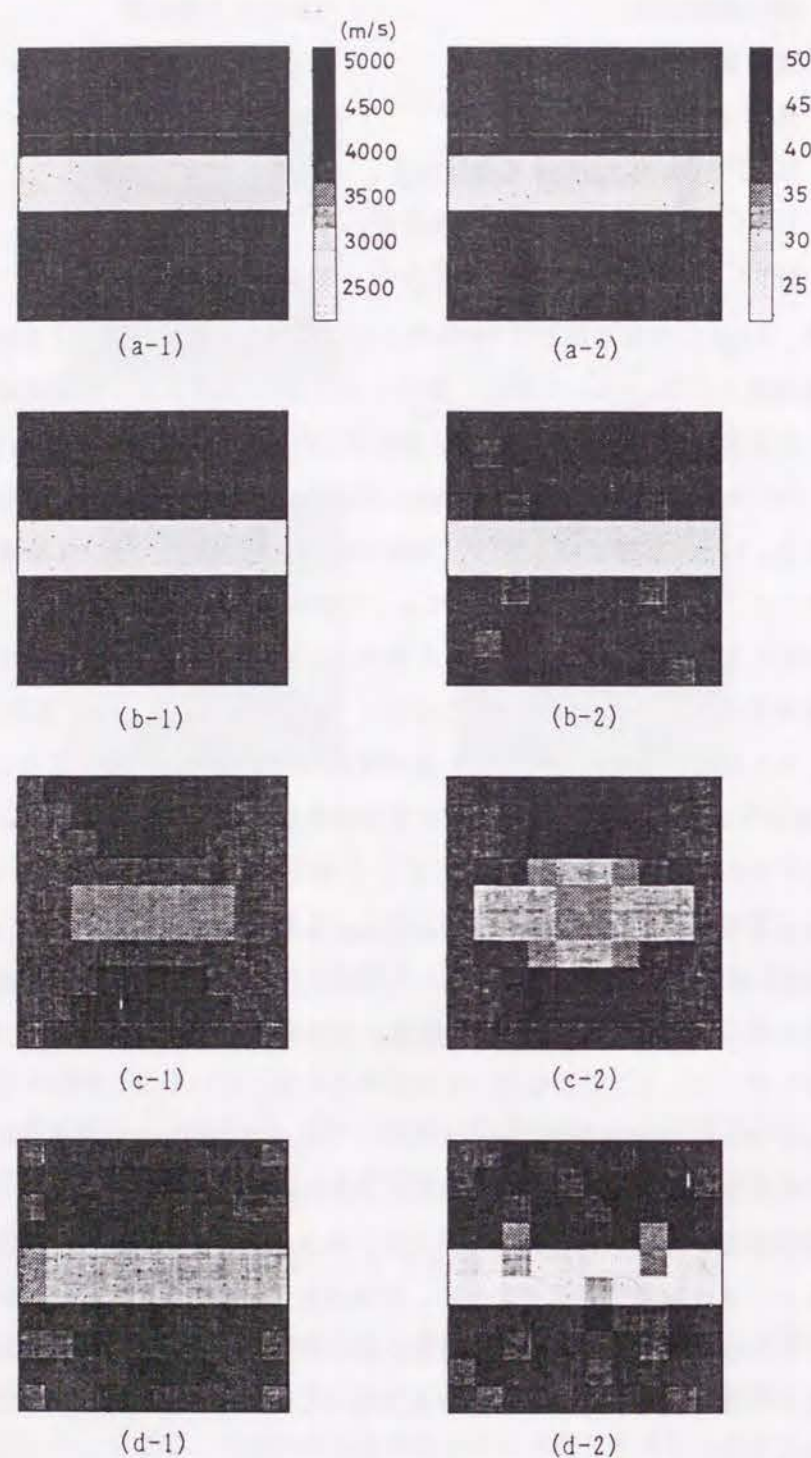


Fig. 8.2: Effects of velocity distribution on attenuation tomography result for case (a)-(d) indicated in the text. Velocity distribution used (left) and Q-value distribution obtained (right).

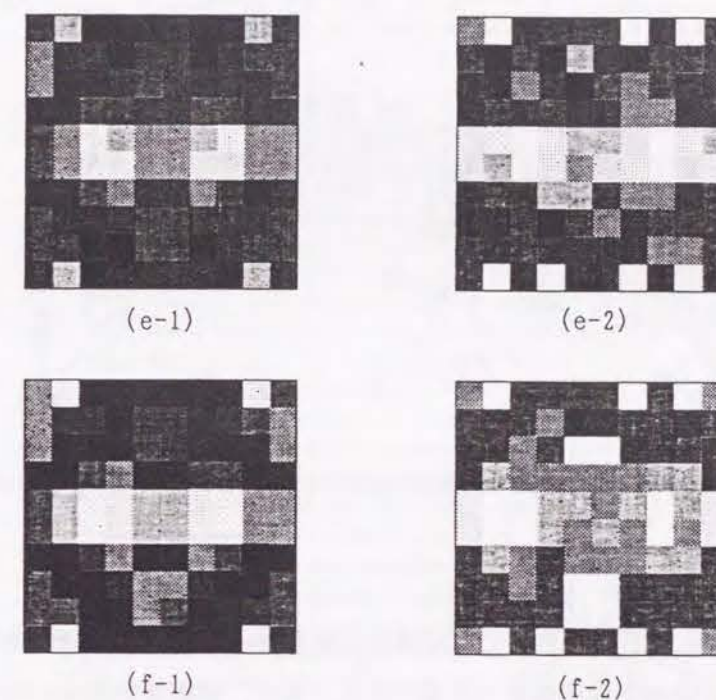


Fig. 8.2 (continued): Effects of velocity distribution on attenuation tomography result for case (e)-(f) indicated in the text.

8.4 現地実験で得られたデータへの適用

8.4.1 現地実験の概要

解析に使用したデータは、前章と同様に、岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱業（株）神岡鉱山茂住鉱の坑内で行われた現地実験のデータである。Fig. 8.3 に現地実験を実施した測定現場の坑内図を示した。調査の対象となる岩盤は3本の坑道で取り囲まれており、その坑道の壁面にそれぞれ24個の発震点及び受振点を設けた。図中には受振点の位置をあわせて示した。現地実験の概要及び初動走時を用いた速度トモグラフィ解析とその結果については前章に詳しく示した。

Fig. 8.4 に観測された波形の一例を示した。なお、各トレース間の相対的な振幅は保存されていない。波形から初動走時、初動振幅を読み取った位置をそれぞれ縦線、黒丸で図中に示した。

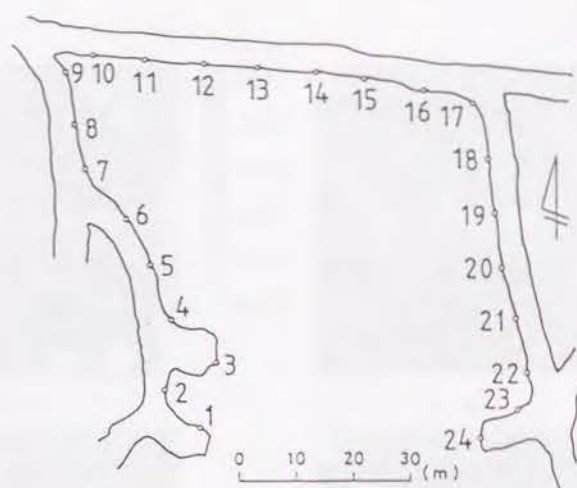


Fig. 8.3: The Horizontal map of the experimental site and the position of the receiver.

8.4.2 解析方法

Fig. 8.5 に解析の手順を示した。記録から読みとったデータは初動走時、初動振幅及び周波数の推定に使用する初動ピーク幅である。まず、初動走時を用いて速度トモグラフィ解析を行い、速度分布及び波線経路を決定した。次に、初動振幅に対して機器特性、幾何減衰などの補正を行った後、振幅比データを作成し、使用する波線を選択を行った。さらに、得られた速度分布に対して弾性体モデリングを行い、その結果を使用して振幅データから透過損失などの影響を除去した。また、波線経路及び初動ピーク幅を用いて周波数の推定を行った。振幅データ、波線情報及び周波数データを用いて逆解析を行い、 Q 値分布を再構成した。

以下に、この手順に従って各処理の詳細について述べる。

8.4.3 観測された振幅データの補正

減衰トモグラフィ解析を行うには、観測された波動の振幅に対してさまざまな補正を行い、できるだけ正確に伝播中の振幅の変化を評価する必要がある。そこで、以下の補正を行った。

(1) 機器特性の補正

まず、測定の際に使用した増幅器の増幅度を補正し、さらに観測系の周波数特性に基づいて振幅を補正した。この処理は通常は周波数領域で行われるが、使用した測定機器の周波数特性が観測された波動の周波数帯域で比較的フラットであり補正量が少なかった。そ

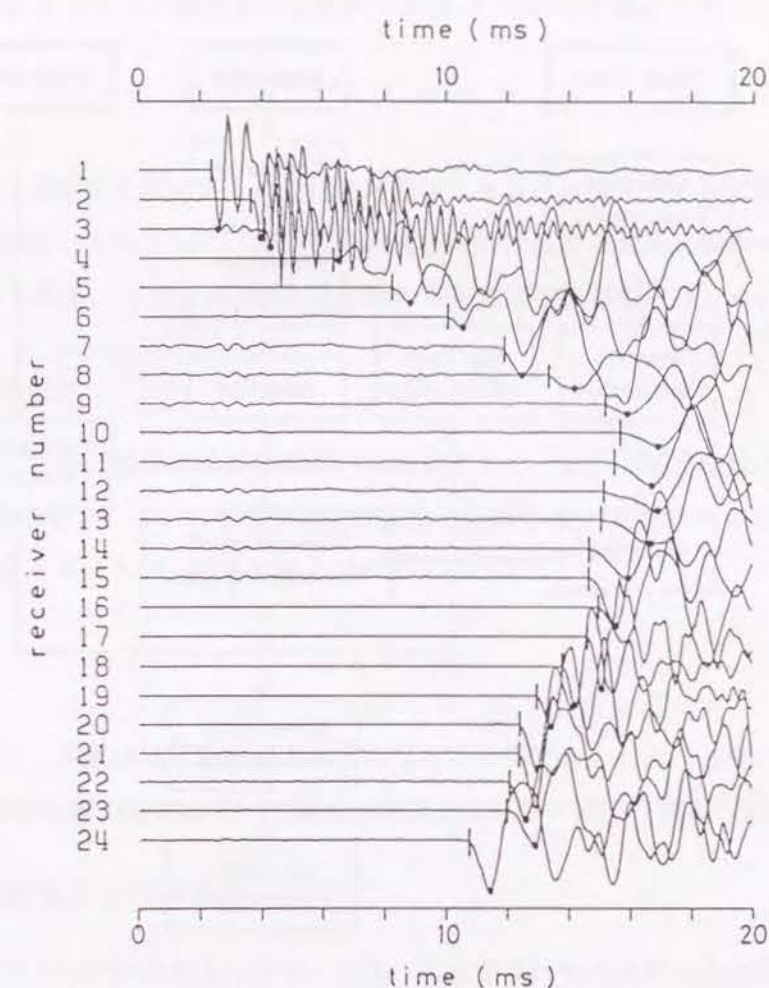


Fig. 8.4: An example of the waveforms obtained by the receivers (the source No. 1). The positions where travel time and first peak amplitude are picked are shown in the figure.

ここで、初動ピーク幅から見かけの周波数を求め、周波数特性曲線からその周波数に対応する補正量を求めるという簡便な補正方法を用いた。

(2) 震源の放射パターンの補正

震源によっては、エネルギーの放射方向に指向性がある場合がある。この測定では、発震孔の孔底に爆薬を装填し粘土の詰め物をした後爆発させ震源とした。震源から各方向へ放射されている波動の振幅の分布、すなわち震源の放射パターンは測定できなかったが、爆薬の直径と長さとの比が1に近くほぼ球状とみなすことができるので、近似的には球震源から球面状に波動が発生しているとみなしても大きな誤りはないと考えられる。このた

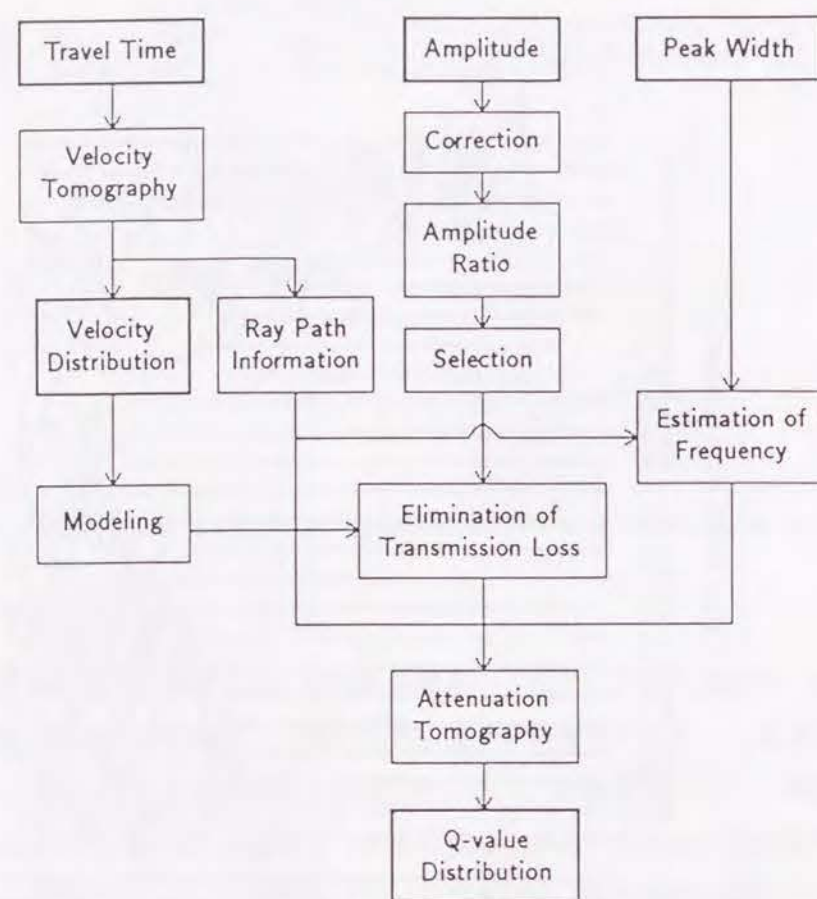


Fig. 8.5: The procedure used in this analysis.

め各受振点の方向へ放射される波の振幅は等しいと考え、震源の放射パターンの補正は行わなかった。この仮定の妥当性は後で検討した。

(3) 受振器の指向特性の補正

P波では波の伝播方向と粒子の振動方向とは一致している。従って、伝播中のP波の振幅の変化を計算するためにはP波の到来方向の振幅を求める必要がある。このためには3成分の受振器を用いればよいが、この解析の対象とした現地実験は本来速度トモグラフィのための現地実験であったこともあり、使用した受振器は1成分であった。そこで、観測された波の振幅に対して受振器の指向特性を補正することにより、波の到来方向の振幅を計算した。

受振器の受感方向に対し角 θ ($0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$) の方向から波が入射した場合には、波

の真の振幅を A とすると観測される波の振幅 A' は次式で表される。

$$A' = A \cdot \cos \theta \quad (8.14)$$

この測定現場は速度変化が小さく波線はほぼ直線であるとみなすことができたため、波の到来方向は震源の方向とした。受振器の設置方向及び波の到来方向から受振器への波の入射角 θ を求め、(8.14) 式によって波の到来方向の振幅を計算した。

(4) 幾何減衰の補正

球面発散による幾何減衰は粘性減衰などと独立であり、波の伝播距離のみの関数である。3次元波の場合には、ある基準点での波の振幅を A_0 、震源からの距離を x_0 、受振点でのそれらをそれぞれ A 、 x とすると次式の関係がある。

$$A = \frac{x_0}{x} \cdot A_0 \quad (8.15)$$

前述したように、波線はほぼ直線であるとみなすことができたため、波の伝播距離の代わりに震源-受振点間の距離を用いて幾何減衰による振幅の減少を補正した。

8.4.4 初期振幅の妥当性の検討

減衰トモグラフィを実施するにあたっては、対象領域内部へ入射した波の初期量（振幅、波形）を測定することが困難な場合が多い。この実験では坑道を利用して測定を行ったため、震源の近くに受振点を設置することが可能であった。そこで、各震源に最も近い受振点で観測された波の振幅を初期振幅とみなして解析を行うことにした。

振幅を用いた減衰トモグラフィでは各受振点での振幅と初期振幅との比をデータとすることから、初期振幅の測定精度が全体の解析結果に大きな影響を及ぼすと考えられる。また、震源に最も近い受振点に到達する波は他の受振点に到達する波と進行方向が異なるため、その経路内に局所的な媒質の異常がある場合には振幅が変化するほか、震源の放射パターンを方向によって変化しないとした仮定の妥当性も検討しなければならない。

幾何減衰を補正した後の振幅と伝播距離との間には(8.1)式が成立する。従って、震源に最も近い受振点 R_1 での振幅及び波の伝播時間をそれぞれ A_{R1} 、 t_{R1} 、その他の受振点 R でのそれらをそれぞれ A_R 、 t_R とすると、(8.1)式及び(8.2)式から次式が成立する。

$$A_R = A_{R1} \cdot \exp \left[-\frac{\pi f}{Q} (t_R - t_{R1}) \right] \quad (8.16)$$

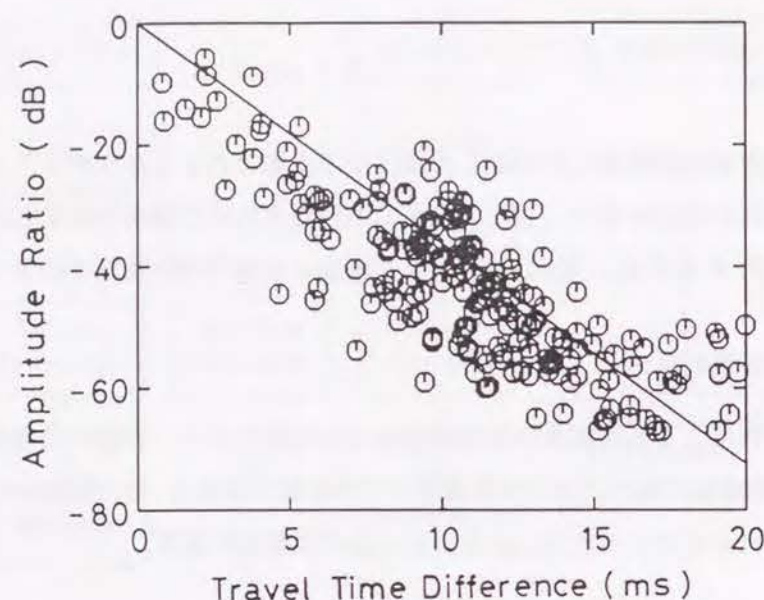


Fig. 8.6: Amplitude ratio versus travel time difference.

(8.16) 式から次式を得る。

$$\ln \left(\frac{A_R}{A_{R1}} \right) = -\frac{\pi f}{Q} (t_R - t_{R1}) \quad (8.17)$$

Fig. 8.6 に振幅比の対数と伝播時間の差との関係を示した。これに用いたデータは 8.4.6 で述べる方法で透過損失などの影響を除去してある。Fig. 8.6 では使用したすべてのデータを重ねて表示したため分布に広がりが見られる。そこで、Fig. 8.7 では各発震点ごとに示した。これらの図より検討した結果、振幅比は原点を通る直線でよく近似されており不適切な初期振幅値を使用したために生じると考えられる縦軸方向の大きなずれは認められなかった。そこで、震源に最も近い受振点を基準点とし、そこで測定された振幅値を初期振幅値として使用することにした。

8.4.5 使用するデータの選択

まず、初動の波形がクリップして正しい振幅値が得られないデータを除去した。波線の受振器への入射角が大きいと受振器の感度が悪くなることから記録の S/N 比が低下し、指向性の補正による誤差が大きくなる。従って、波線の受振器への入射角が 45° 以上になる波線は除去した。

震源-受振点間に坑道が存在する場合には、波線は坑道の上下を回り込むように伝播する

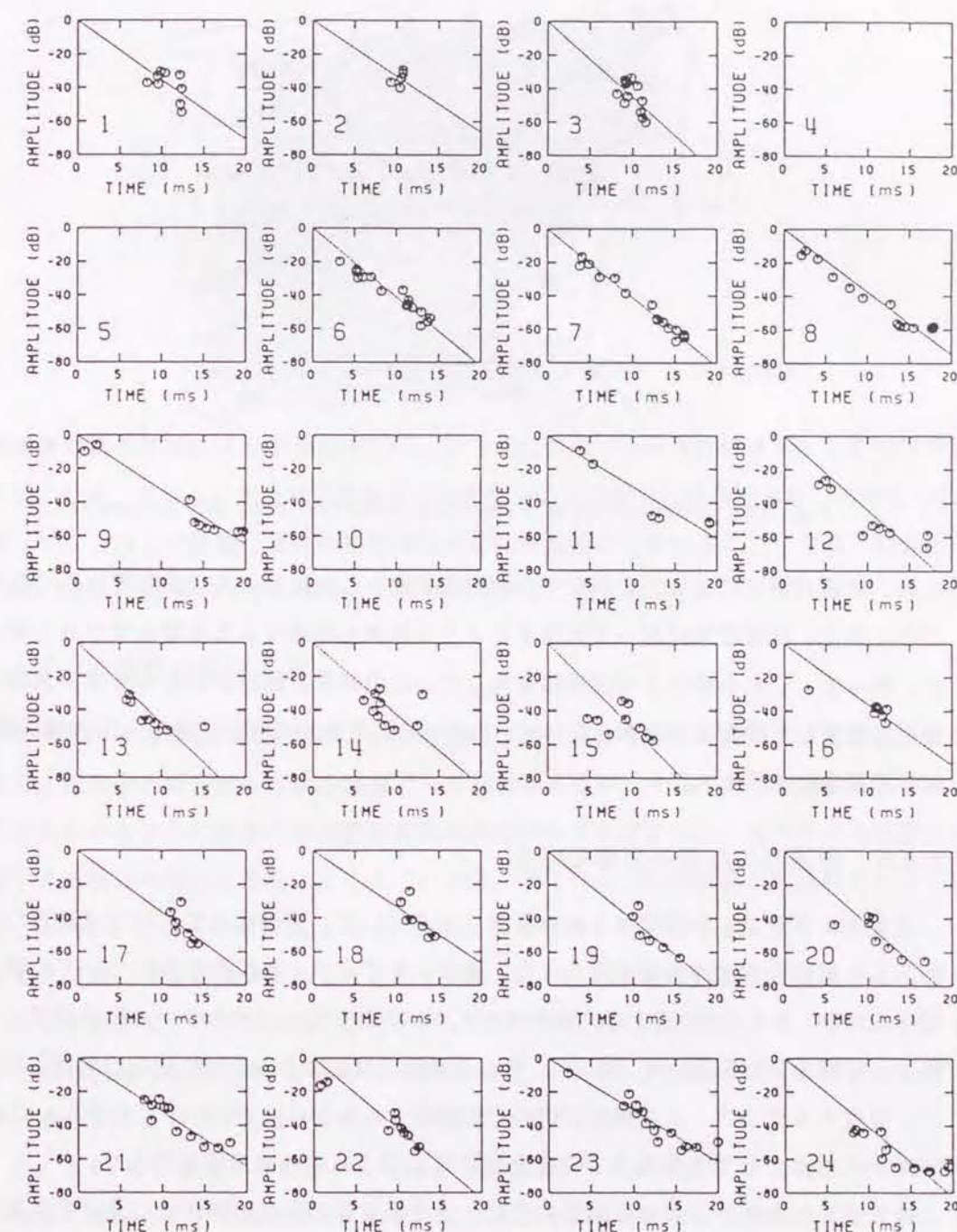


Fig. 8.7: Amplitude ratio versus travel time difference for each shot data.

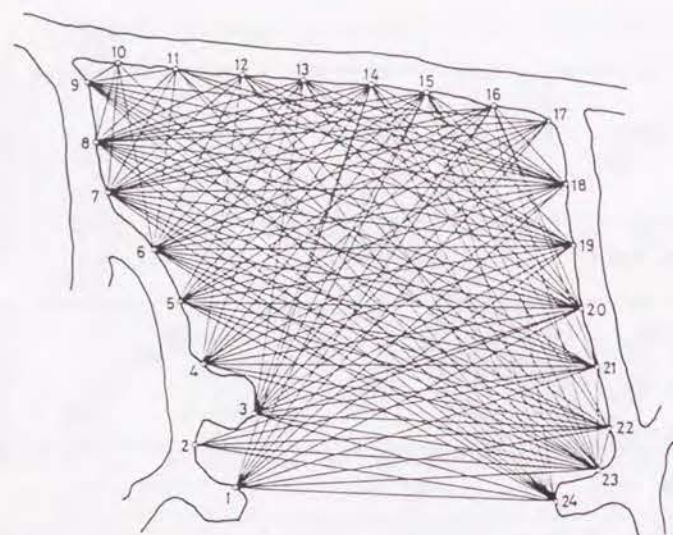


Fig. 8.8: Combination of a shot and a receiver used for the analysis.

ため、坑道の存在によってこれまでの検討の対象とした振幅に及ぼす影響以外の影響を受ける。また、坑道壁面に沿って伝播するような波線も坑道による影響を受けると考えられる。従って、これらのような波線は除去した。この結果、観測された 576 本の波線のうち解析に使用した波線は 209 本となった。Fig. 8.8 に最終的に解析に使用した波線の震源-受振点の組合せを示した。

8.4.6 透過損失などの影響の除去

速度トモグラフィ解析で得られた速度分布を用いて、透過損失などの速度構造の変化に起因した振幅の変化の影響を除去した。速度トモグラフィ解析の結果については第7章で述べたほか、8.5.1で後述する。弾性体モデリングの方法にはスカラー波動方程式を差分法によって解く方法を用いた。従って、P-S 変換波の発生による振幅の変化は考慮されていない。速度トモグラフィの逆解析に用いた1個のセルをさらに 10×10 に分割し、Gaussian 波形を入射波として各受振点での波形を計算し (8.13) 式の補正項を求めた。

さまざまなスケールの速度構造の変化、速度異常体の存在が弾性波に及ぼす影響については、まだ完全には明らかになっていない。しかし、第I編で検討したように、これらは弾性波の波長と密接な関係がある。速度構造の変化に起因する振幅の変化を除去するために今回開発した手法では、弾性体モデリングによって計算することのできる、波線に屈折を生じさせるような比較的スケールの大きな速度構造の変化に起因する振幅の変化を除去している。節理などの割れ目や細かい岩質の変化などの、波長に比べてスケールの小さい

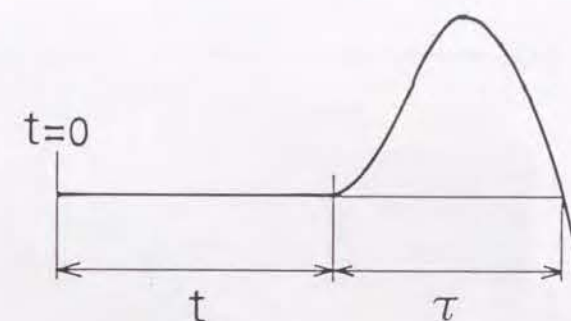


Fig. 8.9: Travel time t and pulse width τ of first peak.

速度異常体の存在による振幅の変化は、通常使用されている弾性体モデリングでは考慮できないため、それらに起因する振幅変化の影響はこの方法では除去できないと考えられる。従って、これらの影響は解析の結果得られる粘性減衰に含まれることになり、割れ目などの多い部分は Q 値の小さい部分として検出されることになる。

8.4.7 周波数の推定方法

各セル内での波動の周波数は、必要な仮定を設け適当な方法を用いて推定することができる。伝播中の周波数の変化を無視できる場合もあるが、今回の解析の場合には Fig. 8.4 からわかるように波動の周波数の変化を考慮する方が望ましい。粘性のある媒質内を伝播する波動の時間的な形状の変化については、既にいくつかの研究がなされている（例えば、[8, 9]）。これらの研究によると、波動の伝播時間と初動のライズタイムあるいはパルス幅との間には直線関係があるとされている。これらの研究の結果を踏まえ、ここでは以下に示す簡便な方法で周波数の推定を行った。この段階では、速度トモグラフィ解析を行うための正確な初動走時 t が得られており、Fig. 8.9 に示す初動パルス幅 τ は初動波形の周波数の $1/2$ と対応することから、この両者の関係に着目した。

Fig. 8.10 に初動走時と初動パルス幅との関係を示した。Fig. 8.10 ではすべてのデータを重ねて表示してあるため幅広く分布しているようにも見える。各発震点ごとに検討したところ両者の間にはよい直線関係が成立しているとみなすことができた。両者の間に直線関係が成立している場合には、発震点及び受振点での波動の初動パルス幅をそれぞれ τ_S 、 τ_R 、受振点での波動の走時を T とすると、任意の走時 t の地点での初動パルス幅 τ は次式で与えられる。

$$\tau = \frac{\tau_R - \tau_S}{T} \cdot t + \tau_S \quad (8.18)$$

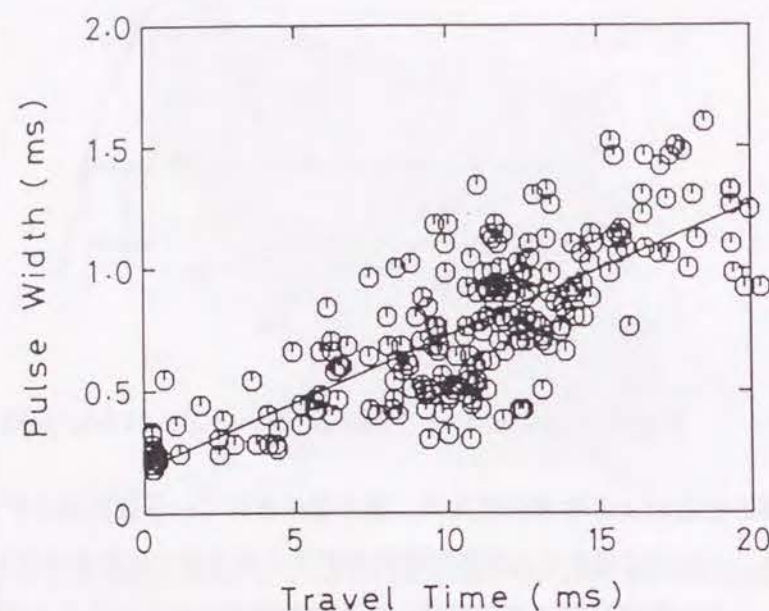


Fig. 8.10: Pulse width versus travel time.

この解析では、震源に最も近い受振点で観測された波動の初動パルス幅を τ_s として用いた。

速度トモグラフィの結果得られた速度分布に対して波線計算を行うことにより、各セルを波線が通過する時間が得られる。各セル内での波動の初動パルス幅は各セルにおける波線の中点位置での初動パルス幅で代表させることにし、(8.18) 式によって初動パルス幅を計算した。波動の周波数 f_{ij} は初動パルス幅 τ_{ij} を用いて次式から求めた。

$$f_{ij} = \frac{1}{2 \cdot \tau_{ij}} \quad (8.19)$$

ここで、伝播中の波動の周波数の変化に関する情報が副次的な情報として得られる。初動走時及びパルス幅が線形関係にある場合には、トモグラフィ的な考え方を適用することにより波動の周波数変化の程度の2次元分布を求めることができる。すなわち、振幅を用いずに時間的情報のみから減衰特性の2次元分布を求めることができる可能性がある。この方法については次章で詳しく検討を行う。

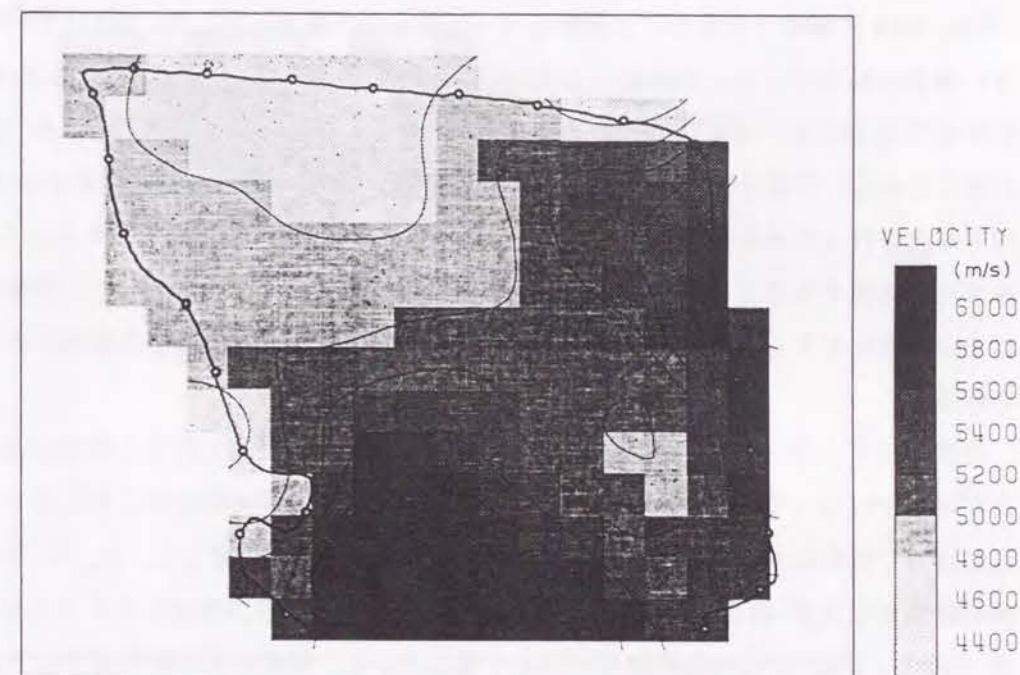


Fig. 8.11: The velocity distribution obtained by the velocity tomography.

8.5 解析結果及び考察

8.5.1 速度トモグラフィ解析

Fig. 8.11 に弾性波の初動走時を用いた速度トモグラフィ解析によって求められた速度分布を示した。解析範囲は東西 100 m × 南北 80 m の長方形の領域で、この領域を東西方向に 20 個、南北方向に 16 個の 5 m × 5 m の正方形セルに分割した。セルの大きさは前章で述べたように波線数とセル数との関係及び使用した波動の波長を考慮して決定した。この解析結果は $\epsilon = 0.6$ とした特異値分解法による ILST を用いた反復回数 1 回の場合の解析結果であり、速度差のしきい値を 100 m/s とした選択的平滑化を行ったものである。解析では Huygens の原理に基づく波線計算法を用いてレイトレーシングを行い、波線の屈折を考慮した。この速度分布に対してレイトレーシングを行い、得られた波線情報を以下の解析で使用した。

8.5.2 初動振幅を利用した減衰トモグラフィ解析

ここまでの処理で得られた、補正された振幅データ、波線経路データ、周波数データを用いて減衰トモグラフィ解析を行った。まず、BPT によって初期 Q 値モデルを求めた。解析されるセル数 (181 個) に比べて波線数 (209 本) が十分でないことから SIRT によって

反復修正を行った。

Fig. 8.12 に減衰トモグラフィ解析によって得られた結果を示した。(a) は平滑化を行わない場合の結果である。受振点 1 から 17 にかけて Q 値の高い部分が、受振点 4 から 16 にかけて Q 値の低い帯状の部分があることがわかる。(a) では Q 値分布にばらつきが見られることから、Q 値分布の全体的な傾向を把握するために平滑化を解析に組み込んだ。(b) は平滑化を行った場合の結果である。平滑化は中央のセルに 0.2、周囲のセルに 0.1 の重みを与えて加算することにより行った。その結果、Q 値分布は滑らかになり、全体的な傾向は (a) と変化せず Q 値の低い部分があること、北東-南西方向に構造の走向があることがわかる。

速度トモグラフィの場合には、構造に沿う方向にセルの分割を行うと精度が向上することが明らかになっている [11]。また、セルの分割を変えて解析を行うことによりセルの分割によって解析結果に影響が生じていないかを確認することができる。Fig. 8.12 に示した解析結果から北東-南西方向に構造の走向が見られること、及び後述するように対象領域内に N50°E、N40°W の走向の断層が存在することから、解析座標を時計回りに 50° 回転させた解析座標を用いた。

Fig. 8.14 に回転させた解析座標を用いた場合の結果を示した。(a)、(b) はそれぞれ Fig. 8.12 (a)、(b) と同じ条件で解析を行った結果である。Fig. 8.12 とほぼ同様の解析結果が得られており、セル分割による影響はないことがわかる。また、Fig. 8.13 の方が Q 値分布の境界がより明瞭になっている。

8.5.3 振幅スペクトルを利用した減衰トモグラフィ解析

測定した波形記録から媒質の減衰特性を求める方法として振幅を利用する方法のほかに、いわゆるスペクトル比法と呼ばれる振幅スペクトルの変化を利用する方法がある。

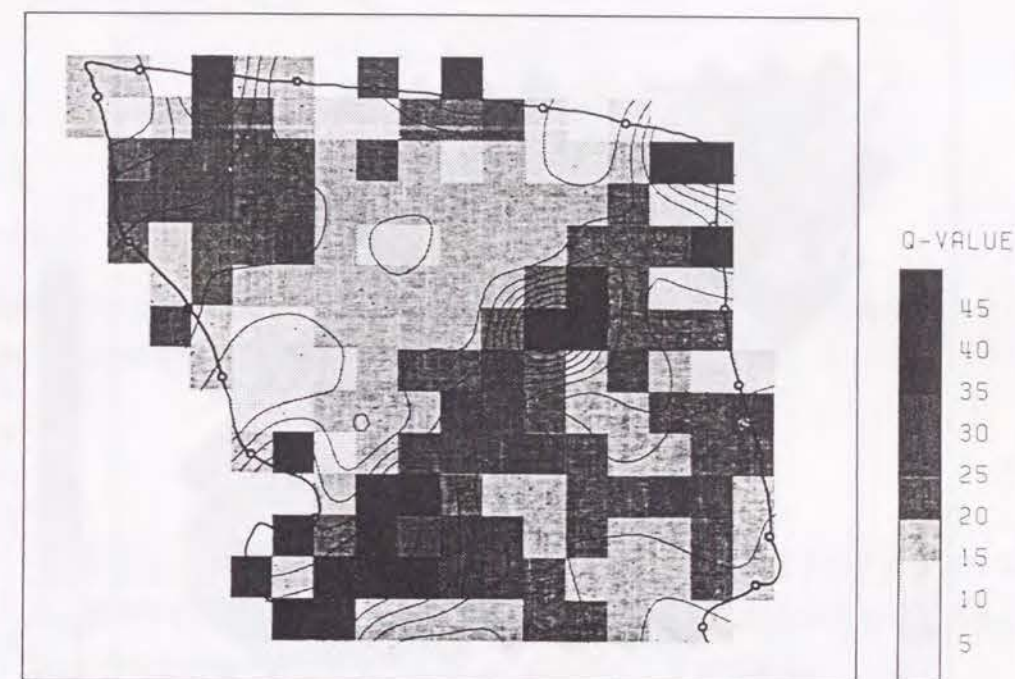
ある基準点で測定された波の振幅スペクトル $A_0(f)$ と、距離 x だけ離れた点での振幅スペクトル $A(f)$ との間には、次式が成立する

$$A(f) = A_0(f) \cdot G \cdot \exp\left(-\frac{\pi f x}{QV}\right) \quad (8.20)$$

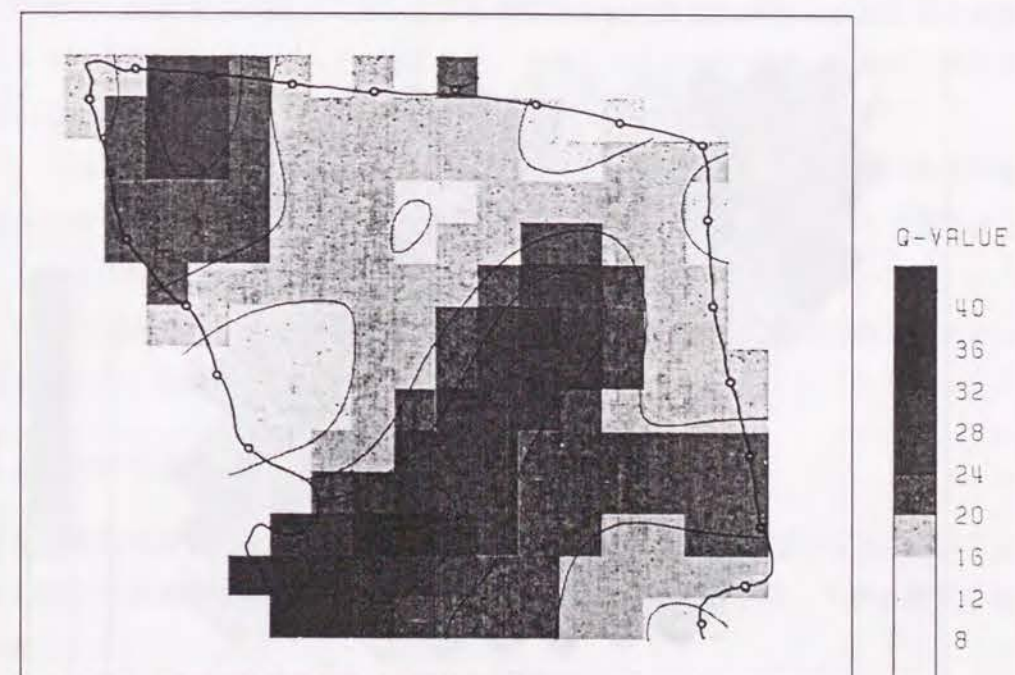
ここで、 G は幾何学発散のような周波数に依存しないファクターである。振幅スペクトル比の自然対数は次式で表される。

$$\ln \left[\frac{A(f)}{A_0(f)} \right] = -\frac{\pi t}{Q} \cdot f + \ln(G) \quad (8.21)$$

(8.21) 式より、振幅スペクトル比の自然対数は周波数に対して直線的に減少していく。従っ

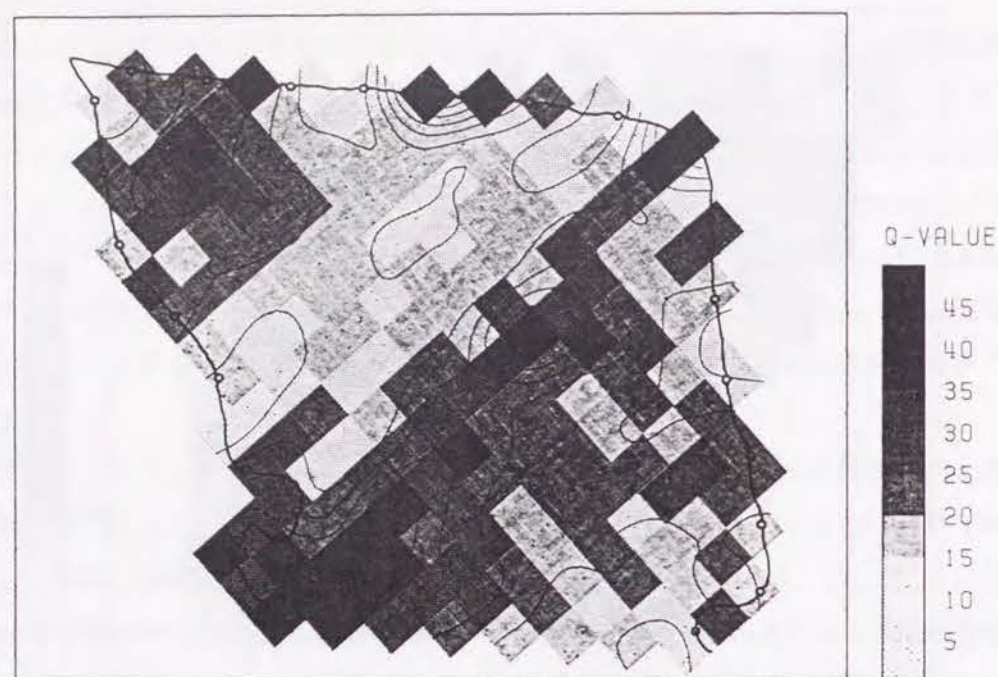


(a) Normal result.

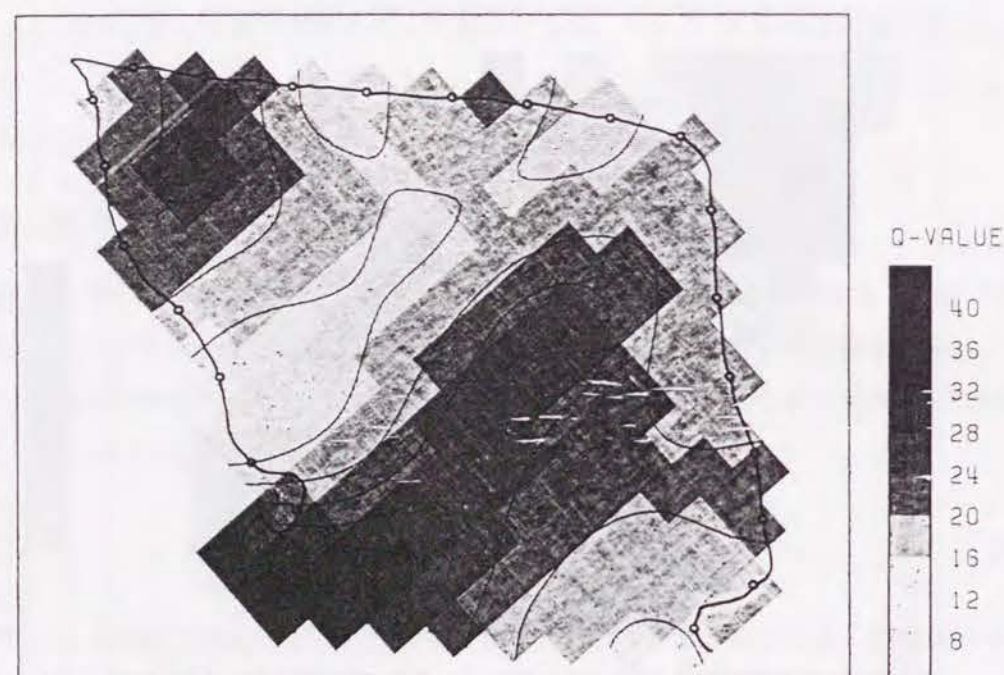


(b) Smoothed result.

Fig. 8.12: The Q-value distribution obtained by the attenuation tomography. (a) Normal result. (b) Smoothed result.



(a) Normal result.



(a) Smoothed result.

Fig. 8.13: The Q-value distribution by using rotated coordinates. (a) Normal result. (b) Smoothed result.

て、傾き k は次式で与えられる。

$$k = -\frac{1}{Q} \cdot \pi t \quad (8.22)$$

従って、 Q 値は次式によって求められる。

$$Q = -\frac{1}{k} \cdot \pi t \quad (8.23)$$

この方法をトモグラフィの手法として応用することが可能である。対象領域をセルに分割し、(8.22) 式を離散化すると次式を得る。

$$k_j = \sum_{i=1}^M \frac{1}{Q_i} \cdot (-\pi t_{ij}) \quad (8.24)$$

ここで、添字 i, j はそれぞれセル、波線を表す。(8.24) 式は速度トモグラフィにおける (8.7) 式、振幅を利用した減衰トモグラフィにおける (8.6) 式と数学的に同等である。従って、これらの式と同様の方法を用いて (8.24) 式を解くことができる。

各波形の初動到達時刻から幅 10 ms のウィンドウをかけて初動波形データを取り出し、フーリエ変換を行って振幅スペクトルを算出した。振幅を利用した減衰トモグラフィの場合と同様に、各発震点の直上にある受震器で観測された波形の振幅スペクトルを初期振幅スペクトルとし、スペクトル比を計算した。振幅スペクトル比の傾きは最小二乗法を用いて算出した。

Fig. 8.14 に振幅スペクトルから求めた Q 値分布を示した。岩盤中央部のやや南東よりの部分では Q 値が大きく、坑道に近い部分では Q 値が小さくなっていることがわかる。 Q 値分布の全体的な傾向は、振幅から求めた減衰特性と似ていることがわかる。この方法で得られた Q 値分布は平滑化されたような分布になっているが、これは振幅スペクトル比の傾きをとるという操作に起因すると考えられる。

8.5.4 解析結果の検討及び考察

測定領域の内部の弾性波速度分布、 Q 値分布及び岩盤状況は明らかになっていないが、岩石試料の室内実験結果及び坑道壁面の地質学的観察結果と比較して解析結果の検討を行った。

Table 8.1 に測定現場付近で採取された岩石コアの弾性波速度及び Q 値を室内で測定した結果を示した (第5章 4.2 参照)。現位置では岩石は水で飽和していると考えられるため、コアを約1ヶ月間水中に放置し含水させた。コアの弾性波速度は超音波パルス透過法、 Q 値は自由振動法によって測定した。実験の結果、 Q 値は片麻岩で約 80、石灰岩、スカル

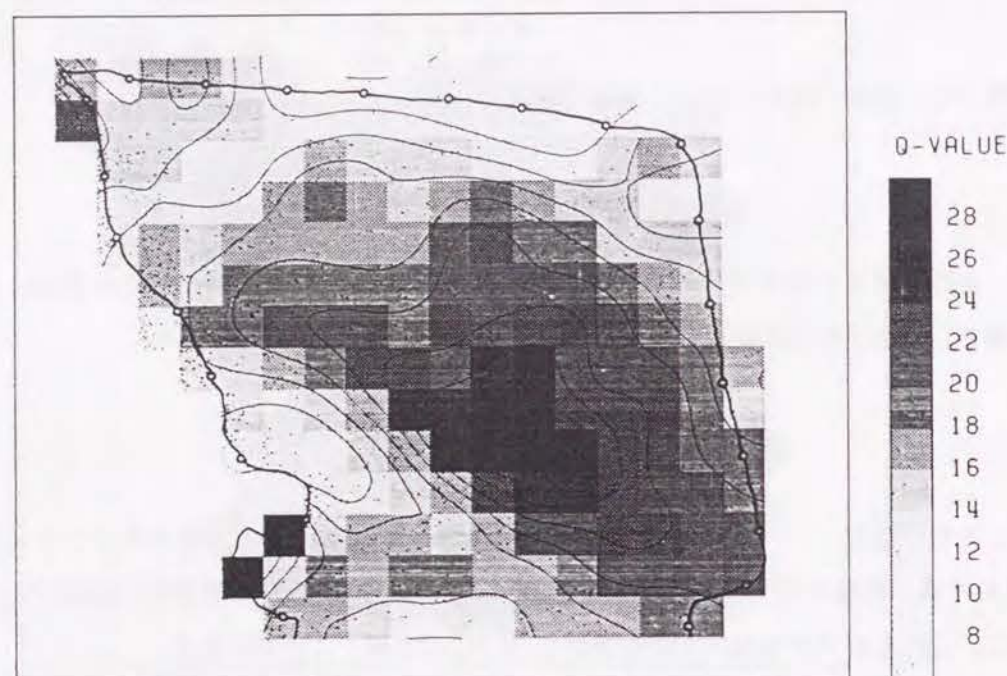


Fig. 8.14: Q-value distribution by using amplitude spectrum data.

Table 8.1: Velocity and Q-value of rock samples obtained by the laboratory experiment.

	Gneiss	Limestone	Skarn	Basic dyke
Velocity (m/s)	5700	5470	4900	5170
Q-value	80	22	28	36

ンで約 20~30 程度の値を示している。同一地点で実施した別の測定により得られた加速度記録からスペクトル比法を用いて求めたこの岩盤の平均 Q 値は 16~20 であった (第 5 章 4.1 参照)。一般に、現位置岩盤の Q 値はコアの Q 値よりも低い値を取ることが知られており、第 5 章で検討を行ったように、これらは岩盤中に存在する割れ目の影響であると考えられる。従って、Q 値の低い部分は割れ目の影響を大きく受けている部分であることが推察される。

Fig. 8.15 に坑道壁面の地質学的観察結果の概略を示した。前章の記述と重複するが、簡単にこの岩盤の地質学的特徴について述べる。測定現場付近の岩盤はほぼ均一な片麻岩からなっている。受振点 4 と受振点 16 の位置に断層 A が露出しており、解析領域の中央を N50°E 方向に横切っていると考えられる。また、受振点 4、5 付近の岩盤は石灰岩でこの付近は特に軟弱な岩盤である。この石灰岩は断層に沿って受振点 16 の方向に伸びていると

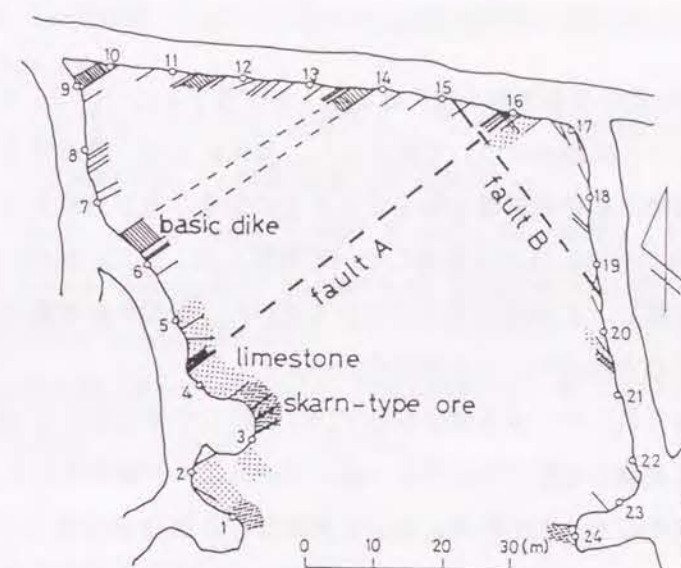


Fig. 8.15: The result of the geological observation of the gallery.

考えられる。受振点 10~17 の坑道壁面には断層に平行な方向の割れ目が卓越しており、特に受振点 16 付近には断層破砕帯が露出しており大量の湧水が見られた。これに対し、受振点 18~24 の坑道壁面では走向 N40°W の断層 B が存在しているほかには割れ目は少なく、岩盤状態は比較的良好であった。

前章で述べたように、速度トモグラフィ解析の結果では測定領域の北西側が 5000 m/s より低速度、南東側が高速度になっており、測定領域の北西部分の岩盤では岩盤中の割れ目の存在によって弾性波速度が低下していると推察される。一方、初動振幅を利用した減衰トモグラフィ解析の結果では断層 A の付近に Q 値の低い帯状の部分が現れている。これは、断層 A 及びその周辺の岩盤では多数の割れ目の存在により Q 値が低下していると考えられること、また、断層 A 周辺に石灰岩、スカルンなどの低 Q 値の岩石が存在していると考えられることとよい対応を示している。また、割れ目の卓越する N50°E 方向に Q 値分布の連続性が見られる。初動波形の振幅スペクトルを利用した減衰トモグラフィの結果では、断層 A の南東部の Q 値が大きくなっているなど全体的な傾向は岩盤状況と一致しているが、断層 A の存在は示されていない。

室内実験の結果及び壁面の観察から推察される岩盤状況と比較して、初動振幅を利用した減衰トモグラフィ解析によって得られた Q 値分布は実際の岩盤内の状況をよく再現していると考えられる。

8.6 結言

本章では、弾性波の初動振幅を用いた減衰トモグラフィについて、まず計算機シミュレーションによってその問題点について検討した。具体的には、透過損失などの粘性減衰以外の要因による振幅の変化の影響を除去する方法の効果、及び速度分布の精度が解析によって得られるQ値の分布に及ぼす影響について検討した。また、振幅に影響を与える各種の要因について考察し、その補正方法について述べた。伝播中の波の周波数の変化の影響を解析に考慮する方法についても検討を行った。

現地実験で得られたデータを本手法を用いて解析して得られたQ値分布は、室内実験の結果及び現位置岩盤の地質学的情報と一致していることが確認された。得られたQ値分布は断層及び岩盤中の割れ目の存在、及び石灰岩などの低Q値の岩石の存在を捉えていると考えられる。従って、速度トモグラフィと併用して総合的な解釈を行うことにより、減衰トモグラフィは現位置岩盤調査の有効な手法として利用できることが明らかになった。

参考文献

- [1] 井上博之, 金子勝比古, 佐々宏一, 伊藤一郎 (1978): 岩石の破壊の進展に伴う弾性波の振幅の減衰, 日本鉱業会誌, **94**, 323-328.
- [2] Ho-Liu, P., Kanamori, H. and Clayton, R. W. (1988): Applications of attenuation tomography to Imperial Valley and Coso Indian Region, southern California, J. Geophys. Res., **93**, 10501-10520.
- [3] Ward, R. W. and Young, C.-H. (1980): Mapping seismic attenuation within geothermal systems using teleseisms with application to the Geysers-Clear Lake region, J. Geophys. Res., **85**, 5227-5236.
- [4] Evans, J. R. and Zucca, J. J. (1988): Active high-resolution seismic tomography of compressional wave velocity and attenuation structure at Medicine Lake volcano, northern California Cascade Range, J. Geophys. Res., **93**, 15016-15036.
- [5] Bregman, N. D., Chapman, C. H. and Bailey, R. C. (1989): Travel time and amplitude analysis in seismic tomography, J. Geophys. Res., **94**, 7577-7587.
- [6] McCamy, K., Meyer, R. P. and Smith, T. J. (1962): Generally applicable solutions of Zeppert's amplitude equations, Bull. Seism. Soc. Am., **52**, 923-955.
- [7] ISRM Commission on Testing Methods (1988): Suggested method for seismic testing within and between boreholes, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., **25**, 447-472.

- [8] Kjartansson, E. (1979): Constant Q-wave propagation and attenuation, J. Geophys. Res., **84**, 4737-4748.
- [9] 金子勝比古, 中村直昭, 平田篤夫, 大見美智人 (1989): 伝播波形初動形状によるQ値評価法 (I) — 理論的考察 —, 物理探査, **42**, 235-244.
- [10] Sassa, K., Ashida, Y., Kozawa, T. and Yamada, M. (1989): Improvement in the accuracy of seismic tomography by use of an effective ray-tracing algorithm, Proc. IMM/MMIJ Joint Symp., 129-136.
- [11] 山田雅行, 白旗秀紀, 佐々宏一 (1992): 坑井間弾性波トモグラフィの問題点について — 傾斜層の検出能力 —, 材料, **41**, 430-436.

第9章 弾性波の初動波形形状を利用した減衰トモグラフィ

9.1 緒言

媒質内での波動の減衰特性を測定するためには、主として振幅の減衰あるいはスペクトルの変化が利用されている。そこで、前章では初動振幅を利用して媒質の減衰特性の分布を再構成する減衰トモグラフィについて研究を行った。またその中で振幅スペクトルを利用する方法についても触れた。このほかに媒質内での波動の減衰特性を測定する方法として、初動波形の形状を表す時間的パラメータ、具体的にはライズタイム及びパルス幅の変化を用いる方法についても研究が行われている（例えば、[1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]）。これらの研究によると、伝播に伴う初動波形の形状の変化を媒質の減衰特性によって表現することができるが示されている。従って、波形の形状から媒質の減衰特性を推定することが可能となる。

初動波形の形状（ライズタイムあるいはパルス幅）を用いて減衰特性を推定する方法には、初動振幅を用いる方法と比較して、次に述べる利点があると考えられる。

1. 時間情報を用いるため現象が安定であり、観測時の不安定要因に左右されにくい。
2. 振幅データの解析の場合のような多くの補正が必要なく、処理が簡便に行える。

従って、初動波形の形状を用いて減衰特性を推定する方法が減衰トモグラフィに応用できればその有効性は高いと考えられる。このトモグラフィ手法は、時間情報を用いるという点で速度トモグラフィと、減衰特性の分布を再構成するという点で振幅やスペクトルを用いた減衰トモグラフィと類似しており、両手法の中間に位置づけられる方法である。

本章では、まず始めに伝播中の波形の変化について理論式に基づいた数値シミュレーションを行い、初動波形形状を用いた Q 値の推定方法について検討した。また、室内モデル実験を行い、これらの方法を用いて Q 値を測定した。次に、この方法のトモグラフィへの応用について数値シミュレーションによって検討し、さらに現位置で測定されたデータへの適用を試みた。

9.2 粘性媒質内での弾性波の伝播特性

粘性減衰の存在する媒質内を伝播する弾性波の伝播特性については、これまでにさまざまな立場から多くの実験的研究がなされてきた。多くの実験によって、 Q 値はかなり広い周波数帯域内で周波数に依存せずほぼ一定とみなしてよいことが確認されており、媒質に

固有の物性値であると考えられている。従って、媒質の減衰特性を表現するパラメータとして Q 値が用いられることが多い。

一方、媒質内での波動の減衰機構に関する理論的な研究、及び減衰を表現するパラメータと波動の伝播特性との関係に関する理論的研究も数多くなされている。 Q 値の取り扱いに関しては、これらの理論は、ある周波数帯域内で Q 値をほぼ一定とみなす Near-Constant- Q 理論（例えば、[8]）及びすべての周波数において Q 値を一定であるとする Constant- Q 理論（例えば、[2]）の2つに大別されている。これらの理論は因果律を満足するという条件のもとで導出されている点においては共通している。Near-Constant- Q 理論では周波数が0あるいは無限大の点での Q 値の取扱いがやや複雑であり、 Q 値を一定とみなす周波数帯域を表現するパラメータが必要になる。Constant- Q 理論の方が定式化が容易でありパラメータが少ないという利点があるが、 Q 値が非常に小さい場合 ($Q < 2$) を除いては、両者の理論のどちらを用いてもほとんど差はないと考えられる。

Kjartansson[2]によると、 Q 値が周波数によらず一定の場合には、周波数領域における1次元波動伝播の伝達関数（インパルスレスポンス）は次式で表される。

$$B(x, \omega) = \exp \left[-\frac{x\omega_0}{c_0} \cdot \left| \frac{\omega}{\omega_0} \right|^{1-\gamma} \left\{ \tan \frac{\pi\gamma}{2} + i \operatorname{sgn}(\omega) \right\} \right] \quad (9.1)$$

$$\gamma = \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{1}{Q} \right) \quad (9.2)$$

ここで、 ω は角周波数、 ω_0 は任意の基準角周波数、 x は伝播距離、 c_0 は ω_0 における伝播速度、 Q は Q 値である。

粘性の存在する媒質内での波動の伝播については、伝播距離が大きいほど、また波動の減衰が大きいほど波形の伸びが大きく、周波数が低下するという経験的事実がある。周波数領域においてはこの現象は高周波数成分の減衰で表現される。Gladwin and Stacey[1]は時間領域においてこの経験則を定式化し、(9.3) 式に示したライズタイム則を提唱した。

$$\tau = \tau_0 + \frac{C}{Q} \cdot t \quad (9.3)$$

ここで、 τ_0 、 τ はそれぞれ震源及び受振点でのライズタイム、 t は伝播時間、 Q は Q 値である。その後、このライズタイム則に関して、媒質の減衰特性と初動波形形状との関係についての研究がいくつか発表されている。これらの研究では主として (9.3) 式の線形の関係が成立するかどうか、 C の値が定数かどうかについて議論されている。Kjartansson[2]はパルス状の変位波形について検討を行い、 $Q > 20$ において C はほぼ定数であるとしている。しかし、Blair and Spathis[3, 4]、Liu[5]は C の値は震源波形に依存すると指摘して

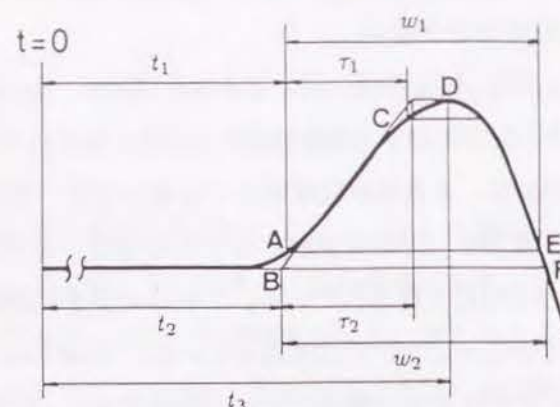


Fig. 9.1: Definition of travel time, rise time and pulse width used in this study.

いる。金子ら [6] は非線形の関係式を用いて震源波形が記録されていない場合の Q 値の推定方法を提案している。Kavetsky et al. [7] は実効波長及び振幅を併用する Q 値の推定方法を提案している。

9.3 初動波形形状を用いた減衰特性の推定

9.3.1 理論計算による検討

(1) ライズタイム、パルス幅及び伝播時間の定義

本章では、ライズタイム τ 、パルス幅 w 、伝播時間 t を Fig. 9.1 に示したように定義した。波動が発生した時刻を時刻の原点 ($t = 0$) にとる。振幅が初動ピーク振幅の 10 % まで増加した時刻を A、最大傾斜をもつ接線と振幅 $y = 0$ との交点の時刻を B、振幅が初動ピーク振幅の 90 % まで増加した時刻を C、初動ピーク振幅が最大となる時刻を D、振幅が初動ピーク振幅の 10 % まで減少した時刻を E、振幅が 0 まで減少した時刻を F とする。伝播時間 t_1 、 t_2 、 t_3 をそれぞれ発震から A、B、D までの時間と定義する。ライズタイム τ_1 を A から C までの時間 [3, 4]、 τ_2 を初動の接線の最大傾斜 $dy/dt|_{\max}$ とピーク振幅 y_{\max} との比 [1]、パルス幅 w_1 を A から E までの時間 [6]、 w_2 を B から F までの時間 [9] と定義した。

(2) 伝播に伴う波形形状の変化

まず始めに、ライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係を理論式に基づく数値シミュレーションによって検討した。理論式としては Kjartansson [2] の伝達関数を採用した。

入射波形として sin 波形 1 周期分を用い、周期の異なる多数の入射波形に対して (9.1) 式

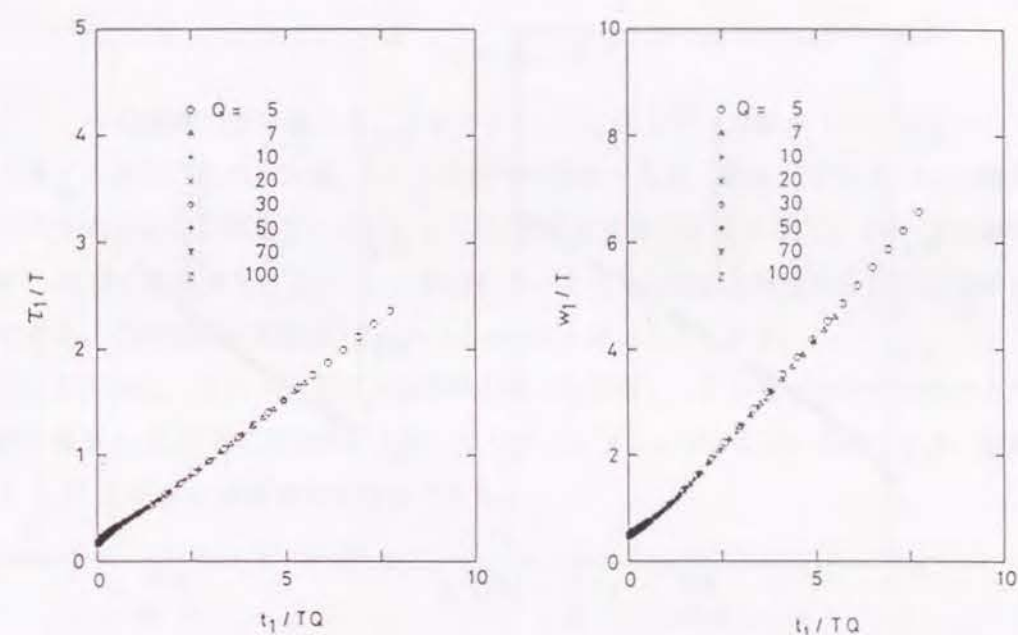


Fig. 9.2: Rise time and pulse width versus propagation time by theoretical calculation. (a) Rise time. (b) Pulse width.

の伝達関数によって伝播に伴う波形の変化を計算した。得られた波形から τ 、 w 、 t を求め、 $\tau_1 - t_1$ 、 $\tau_2 - t_2$ 、 $w_1 - t_1$ 、 $w_2 - t_2$ 、 $w_1 - t_3$ 、 $w_2 - t_3$ の 6 通りの関係について検討を行った。Fig. 9.2 に理論計算によって得られたライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係を示した。(a) に τ_1 と t_1 との関係を縦軸に τ_1/T 、横軸に t_1/TQ をとって示し、(b) に w_1 と t_1 との関係を縦軸に w_1/T 、横軸に t_1/TQ をとって示した。ここで T は入射波の周期である。これらの図より、 τ_1 及び w_1 と t_1 との間には、 t_1/TQ が小さい場合を除いてほぼ直線関係が成立していることがわかる。この直線から (9.3) 式で表されるライズタイム及びパルス幅に対する C の値として $C_\tau = 0.261$ 、 $C_w = 0.626$ を得た。なお、その他の組合せについても結果はほとんど同じであった。また、入射波形として Gaussian の 1 次微分波形を用いた場合も同様の結果を得た。

上記の検討から、本研究では τ_1 及び w_1 と t_1 との関係についてのみ取り扱うことにし、これ以降、 τ 、 w 、 t はそれぞれ τ_1 、 w_1 、 t_1 を表すことにする。これらの値は、抽出に微分操作を含まないこと、ノイズを含んだ記録からでも抽出が容易であることなどから現地データへの適用の際に最も有利である。

Fig. 9.2 において t/TQ の値が小さい場合には、 τ 及び w と t との関係は直線からはず

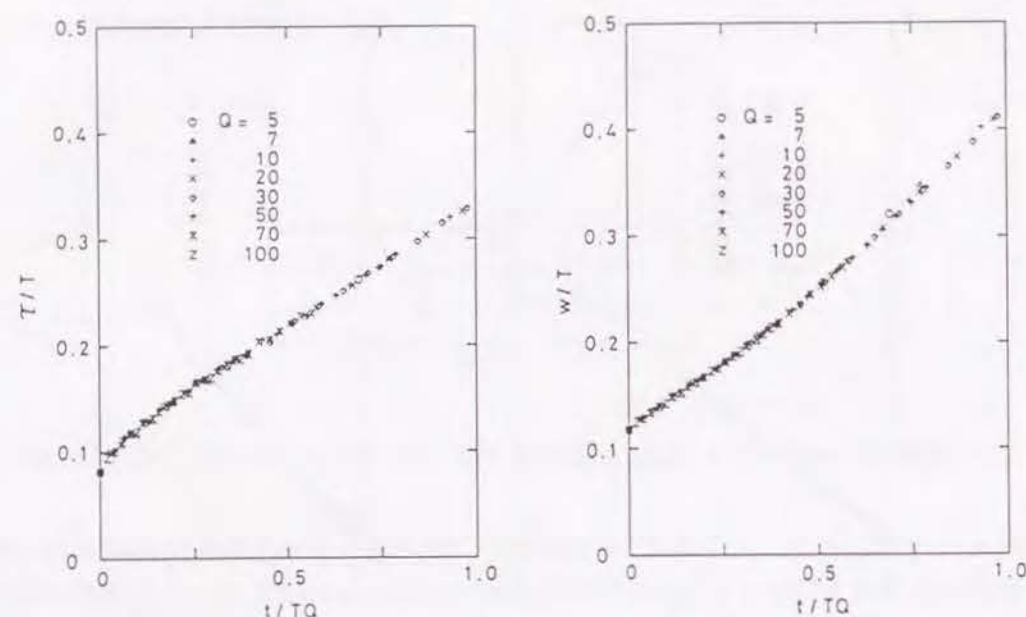


Fig. 9.3: Enlarged figure of a portion of Fig. 9.2. (a) Rise time. (b) Pulse width.

れており、全体を1つの直線で近似すると C の値の推定に誤差を生じる危険性がある。金子ほか [6] は近似の精度を上げるために、ライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係を非線形の関係式で表現している。ここで、現位置岩盤の Q 値測定を行う場合を考えてみる。例えば $x = 100$ m、 $c_0 = 3000$ m/s、 $f = 1$ kHz、 $Q = 30$ とする。 $t = x/c_0$ 、 $T = 1/f$ として t/TQ の値を見積ると $t/TQ = 1.1$ となる。このように、一般にこの程度の規模の現位置測定の場合には t/TQ の値はそれほど大きくならないと考えられる。そこで、Fig. 9.3 (a)、(b) にそれぞれ Fig. 9.2 (a)、(b) の横軸が $t_1/TQ = 1$ までの部分を拡大して示した。その結果、広範囲にわたる両者の関係の全体を1つの直線で近似することはできないまでも、必要な t/TQ の値の範囲内で直線近似することはできると考えられる。この場合には、近似を行う範囲によって C 値が変化するため注意が必要である。

(3) 減衰特性の推定方法の検討

前節までに、波動の伝播経路上に存在する2点で観測された波形のライズタイムまたはパルス幅と伝播時間との関係を用いて、2点間の媒質の減衰特性を推定する方法について検討した。

第1の方法は、ライズタイムまたはパルス幅と伝播時間との間には (9.4) 式のような単

純な直線関係が成立するとみなし、減衰特性を直線の傾き k あるいは $1/k$ で表す方法である。

$$\tau_1 = \tau_0 + k \cdot t \quad (9.4)$$

ここで、 τ_0 は震源に近い側の点 (点0とする)、 τ_1 はもう一方の点 (点1とする) でのライズタイムあるいはパルス幅、 t は2点間の走時差である。傾き k が大きいほど波形の伸びが大きいことを意味している。 $k = C/Q$ が成立すると仮定すると C が一定の場合には $1/k$ は Q 値に対応することから、 k の値によって相対的な減衰特性の分布を評価することができる。この方法を簡易法 (simple method) と呼ぶことにする。

第2の方法は、(9.5) 式に示す直線関係の成立を仮定し、 C の値をあらかじめ点0で観測された波形と (9.1) 式の理論式とを用いてシミュレーションによって求めておき、直線の傾き k と C とから Q 値を求める方法である。

$$\tau_1 = \tau_0 + \frac{C}{Q} \cdot t \quad (9.5)$$

なお、 C が Q 値に関して一定でなく Q の関数 $C(Q)$ で表現される場合には $k = C(Q)/Q$ を反復法などを用いて解けばよい。この方法が手法1と異なる点は入射波形の影響を考慮している点、及び Q 値の値についての定量的評価ができる点である。この方法を C - Q 法 (C - Q method) と呼ぶことにする。

前節で検討したように、ライズタイムまたはパルス幅と伝播時間との間を直線関係として用いる方法は場合によっては精度が良くないことも考えられる。しかし、本研究では (9.1) 式の関係のトモグラフィ解析への応用を考えているため、取り扱いが容易なように直線関係で近似を行うことにする。なお、任意の線形あるいは非線形の関数でこれらの関係を近似し、その方程式を解いて Q 値を計算すること、また、その方法をトモグラフィへ応用することも可能である。しかし、これらの方法は近似の精度をあげるという意味では効果的であるが、本質的には同じであるため本研究では取り扱わない。

なお、ライズタイムまたはパルス幅と伝播時間との関係に直線関係を用いた場合でも、 C の値を適切に選択することにより手法2によって媒質の Q 値を誤差 10 %程度の精度で推定できることを計算により確認した。また、 Q 値の異なる媒質が伝播経路上に多数存在する場合でも、理論及びスペクトル比法で得られた平均 Q 値と比較して誤差 10 %程度の精度で平均 Q 値を算出できることも確認した。

ライズタイムまたはパルス幅と伝播時間との関係の直線近似の妥当性が問題となる場合には、このような近似を用いない方法として Blair and Spathis [3, 4] の用いた方法が適用できる。この方法は (9.1) 式の理論式を用いて Q 値をパラメータとして変化させて波形の

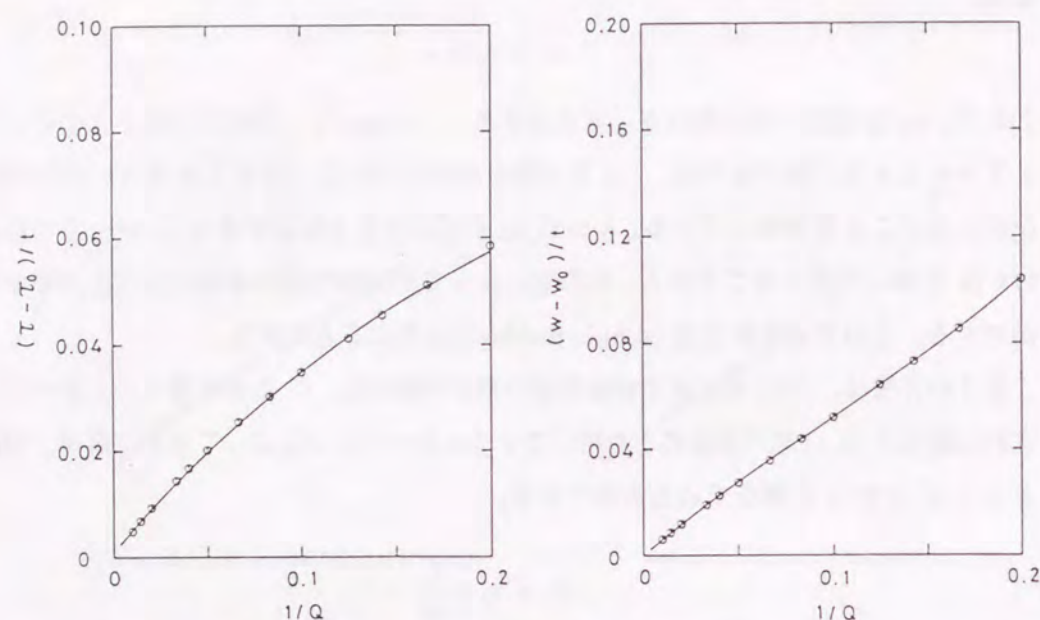


Fig. 9.4: Observed time information versus Q-value by theoretical calculation for method 3 (Direct method). (a) Rise time. (b) Pulse width.

計算を行い、理論波形の τ 、 w が観測値の τ 、 w に一致するような Q 値を試行錯誤的に決定する方法である。この方法は具体的には次のように実行することができる。Fig. 9.4 に Fig. 9.2 に示したライズタイムまたはパルス幅と伝播時間との関係を縦軸に $(\tau_1 - \tau_0)/t$ 、横軸に $1/Q$ をとって示した。Fig. 9.4 には点 0 と点 1 との距離が $t/T = 32$ で表される場合の例を示した。このように点 0 での波形に対して Q 値をパラメータとして理論計算を行い、その結果から $(\tau_1 - \tau_0)/t$ の値に対して $1/Q$ が一意に決まれば、観測量 $(\tau_1 - \tau_0)/t$ から $1/Q$ を決定することができる。この方法を直接法 (direct method) と呼ぶことにする。

9.3.2 室内モデル実験による検討

室内モデル実験を実施し、ライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係、及び前節で述べた Q 値の推定方法について検討を行った。ライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係をグラフ上にプロットするためには、波動の伝播距離をかなり大きくとり一直線上に多数の受振器を設置しなければならない。このような条件は室内実験では容易には実現できない。そこで、棒中を伝播する波動の端面間での多重反射現象を利用する方法を試みた。

Fig. 9.5 に実験装置の概要を示した。長い試料棒を細い糸で空中に支持し、一方の端面

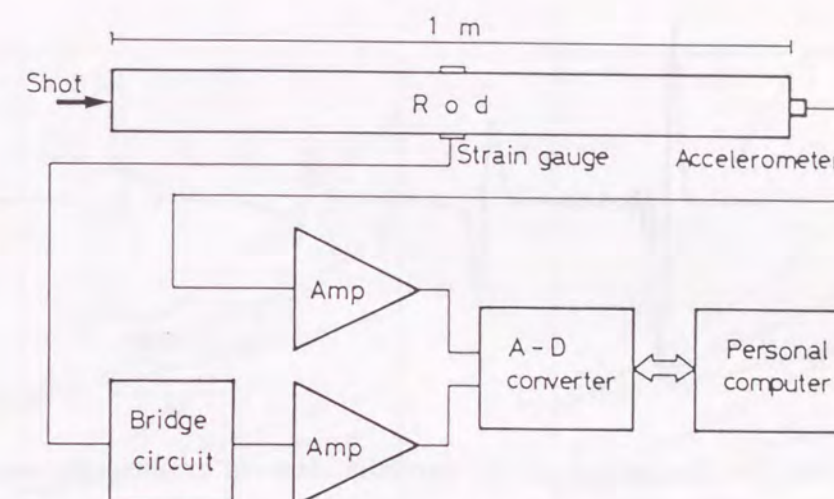


Fig. 9.5: Configuration of the model experiment.

から入射させた波動を両端面間で多重反射させる。試料（例えばアクリル酸樹脂）の音響インピーダンスに対する空気の音響インピーダンスの比は 10^{-4} 程度になることから端面での反射は自由端での反射とみなすことができる。理論的には自由端での反射の際には波形は変化しないことから、このような方法で長い試料棒中を 1 次元波動が進行していく状態を模擬することができると考えられる。打撃面のもう一方の端面に受振器を取り付けて波動を測定すれば、等間隔に設置した多数の受振器を用いて測定を行ったことと同じ観測条件になる。

試料には直径 5 cm、長さ 1.01 m のアクリル酸樹脂（試料 1）の丸棒、及び直径 5.3 cm、長さ 1.00 m のポリ塩化ビニル樹脂（試料 2）の丸棒の 2 種類を使用した。震源には先端に鋼球をつけた振子を用い、棒の一方の端面を軽く打撃して波動を発生させた。打撃面のもう一方の端面には小型の加速度計を取り付け、波動を測定した。また、棒の中央に 2 枚の歪ゲージ（共和電業製 KSP-2-E3、ゲージファクタ 約 123）を相対させて貼り付け、棒中に発生する歪波形も測定した。加速度計の取り付け前後でそれぞれ実験を行ったところ歪波形に変化がみられなかったことから、加速度計の存在が波動に及ぼす影響は無視できると考えられる。

Fig. 9.6 に試料 1 の場合に加速度計で測定された波形の一例を示した。図中には打撃後約 4 ms までの波動が記録されている。打撃によって発生した波動は正負 1 つずつのピークを持つパルス状の波動である。波動が棒を往復するのに要する時間は約 0.9 ms であることから、図中に見られる 4 つの波形はそれぞれ伝播距離が約 1 m、3 m、5 m、7 m の位置での波形と考えることができる。この図から、伝播につれて振幅が指数関数的に減少して

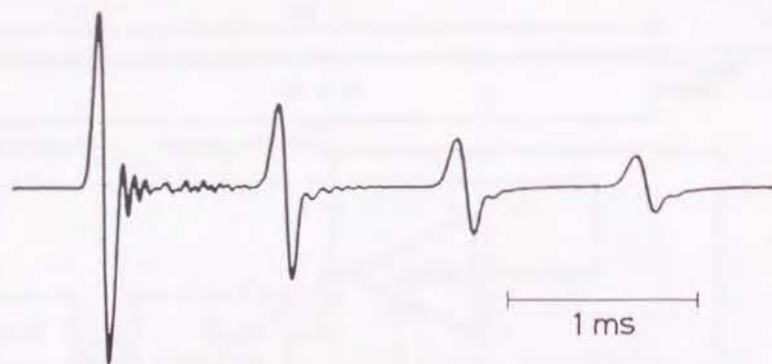


Fig. 9.6: An example of the waveform observed by an accelerometer.

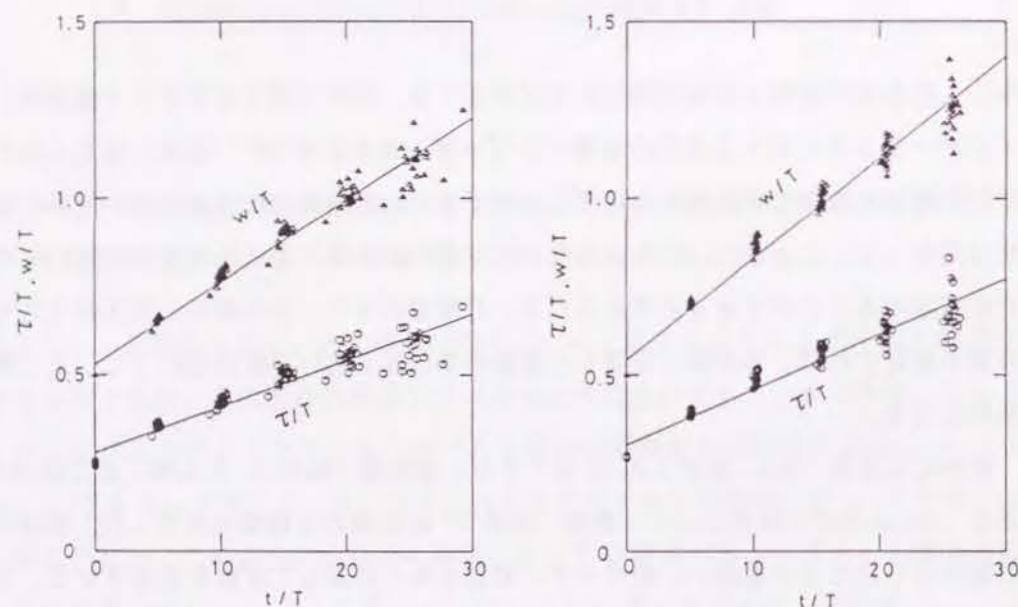


Fig. 9.7: Normalized rise time and pulse width versus travel time obtained by the model experiment. (a) Material 1 (acrylic resin). (b) Material 2 (poly-vinyl resin).

いくこと、及び波形の幅が広がっていくことがわかる。

Fig. 9.7 にライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係を、縦軸に τ/T 及び w/T 、横軸に t/T をとって示した。(a)、(b) はそれぞれ試料 1 (アクリル酸樹脂)、試料 2 (ポリ塩化ビニール樹脂) の場合の結果である。ここで T は周期であり、伝播距離 1 m の点でのパルス幅 w を用いて $T = 2w$ と定義した。また、伝播距離 1 m の点での波形を初期波形とみなし、この波形の Fig. 9.1 に示した点 A を $t = 0$ として伝播時間 t を定めた。伝播時間が長くなるにつれてややばらつきが大きくなるが、ライズタイム及びパルス幅と伝播時間と

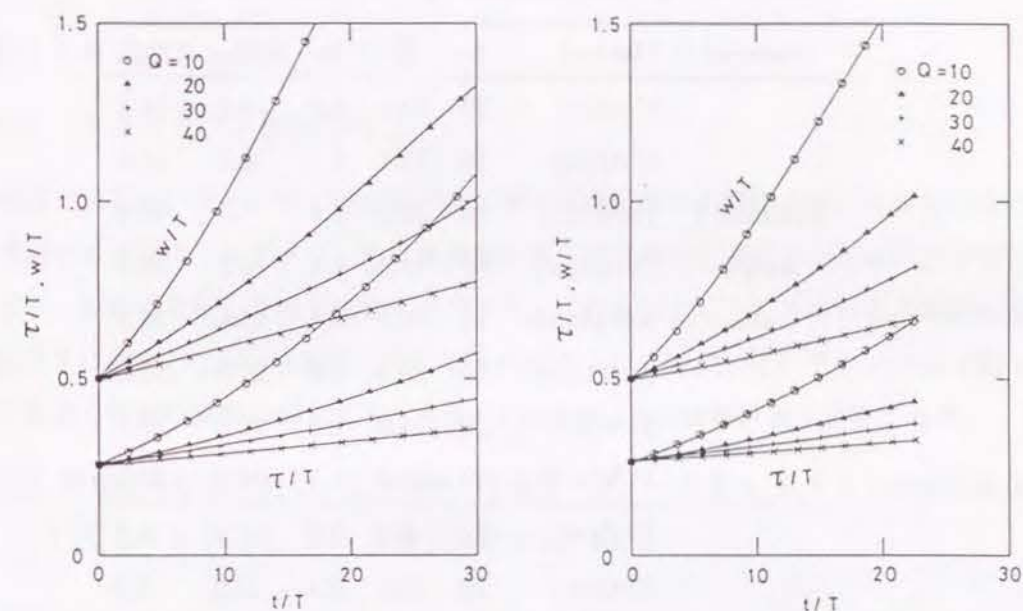


Fig. 9.8: Normalized rise time and pulse width versus travel time obtained by theoretical calculation. (a) Material 1 (acrylic resin). (b) Material 2 (poly-vinyl resin).

の間にはほぼ直線的な関係があることがわかる。

Fig. 9.8 (a)、(b) に伝播距離が約 1 m の位置での波形を初期波形とし、 Q 値をパラメータとして (9.1) 式の伝達関数を用いて計算によって求めた波形のライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係の一例を示した。縦軸、横軸はそれぞれ Fig. 9.7 のそれらと同じである。また、(a)、(b) はそれぞれ試料 1 及び試料 2 の場合である。Fig. 9.7 と Fig. 9.8 とを比較することによって試料のおおよその Q 値が推定できる。Table 9.1 に C-Q 法、直接法によって求めた試料の Q 値を示した。

ここで求めた Q 値を他の方法で求めた Q 値と比較した。加速度波形の振幅 A と Q 値との間には次式の関係が成立する。

$$A = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{\pi f}{Q_c} x\right) \quad (9.6)$$

また、伝播中の振幅スペクトル $A(f)$ の変化から、よく知られたスペクトル比法の式が得られる。

$$A(f) = A_0(f) \cdot \exp\left(-\frac{\pi x}{Q_c} f\right) \quad (9.7)$$

そこで、観測した加速度波形の振幅及び振幅スペクトルからそれぞれ試料の Q 値を求めた。また、本実験では棒の中央部に貼り付けた歪ゲージによって歪波形も測定している。歪波

Table 9.1: Q-value obtained by the model experiment.

Material	Method	n	\bar{Q}	σ	Q_{\min}	Q_{\max}
Material 1 Acrylic resin	C-Q(τ)	20	13.6	1.0	12.1	14.3
	C-Q(w)	20	19.7	0.7	18.4	21.7
	Direct(τ)	80	13.7	2.4	7.5	37.9
	Direct(w)	80	19.6	2.4	13.5	26.6
	Amplitude	20	26.1	0.3	25.6	26.7
	Spectrum	80	29.4	0.6	27.9	31.8
	F-V(bf)*	20	24.8	1.1	22.9	27.1
Material 2 Poly-vinyl resin	F-V(af)*	20	24.9	1.1	22.4	27.0
	C-Q(τ)	20	8.6	0.6	7.4	9.6
	C-Q(w)	20	15.1	0.4	13.9	15.9
	Direct(τ)	60	9.5	1.8	5.5	15.5
	Direct(w)	60	14.4	2.3	9.3	20.7
	Amplitude	20	22.7	0.3	22.1	23.2
	Spectrum	60	20.5	1.4	19.0	21.6
	F-V(bf)*	20	25.1	0.9	23.7	26.6
	F-V(af)*	20	24.0	0.5	23.3	25.5

*F-V: Free vibration method

(bf): Before attaching accelerometer.

(af): After attaching accelerometer.

形の振幅の変化から Q 値を求める方法は自由振動法として岩石コアの Q 値を測定する場合に用いられている [10]。これらの方法を用いて求めた Q 値も Table 9.1 中にあわせて示した。

Table 9.1 より、ライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係を用いて算出した Q 値はその他の方法によって求めた Q 値と比べて小さい値を取っており、特に、ライズタイムから得られた Q 値が小さい値を取っていることがわかる。この値は、理論式によって作成した波形から Q 値を算出した場合にも 10 % 程度の誤差があることを考えても、かなり小さい値となっている。これは (9.1) 式から予想される波形の伸びよりも実際に観測された波形の伸びが大きかったためである。この理由としては、棒中を伝播する波動が完全な 1 次元波動ではないこと、端面での反射の影響、パルス状の波形以降の後続波の影響などが

考えられる。

9.4 トモグラフィ解析への応用

9.4.1 トモグラフィ解析の手法

前節で示した、ライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係を用いて媒質の伝播特性を推定する方法はトモグラフィ的に減衰特性の 2 次元分布を求めるために応用することができる。前節で考案した各手法のトモグラフィへの拡張として考えられる逆解析の基本手法を以下に示す。なお、本節の式中ではライズタイム τ を用いているが、パルス幅 w についても全く同様の関係が成立する。また、 i はセル、 j は波線を表す添字である。

手法 1 簡易法の拡張であり、波形の伸びを表すパラメータを k_i とすると次式の関係を用いて k_i (あるいは $1/k_i$) の分布を再構成する。

$$\tau_{1j} - \tau_{0j} = \sum_i k_i \cdot t_{ij} \quad (9.8)$$

この方法では相対的な減衰特性の分布を得ることができる。この方法は最も簡便であり、情報としてパルス幅 w を用いる場合には測定した波形がクリップしていても使用できる利点がある。ただし、精度はそれほど良くないと考えられる。

手法 2 C-Q 法の拡張である。各震源近傍の点 0 での波形すなわち入射波形に対して (9.1) 式の伝達関数を用いて計算によって C_j を求めておき、次式の関係を用いて Q 値を求める。

$$\tau_{1j} - \tau_{0j} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \cdot C_j t_{ij} \quad (9.9)$$

この方法では入射波の波形が完全に得られている必要があるが、 C_j を精度よく求めることができれば精度のよい結果が得られると考えられる。

手法 3 直接法の拡張である。各震源近傍の点 0 での入射波形に対して Q 値をパラメータとして (9.1) 式の伝達関数を用いて波形を計算し、最適な τ 、 w を与える Q 値を求める。この方法では τ 、 w と t との直線関係や、 C が一定であるなどの一切の仮定を設ける必要なしに各波線の平均 Q 値を求めることができる。得られた平均 Q 値を \bar{Q}_j とすると、次式により再構成を行う。

$$\frac{\sum_i t_{ij}}{\bar{Q}_j} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \cdot t_{ij} \quad (9.10)$$

この方法は平均 Q 値を求めるための計算量が多くあまり簡便とはいえない。手法2との違いは直線近似をするかしないかの違いであり、通常は手法2と同様の結果が得られると考えられるが、直線関係が妥当でない場合には手法3の方が精度がよいと考えられる。

これらの方法では、弾性波速度トモグラフィによって得られた速度構造に対して波線計算を行い、得られた波線情報及び走時情報を t_{ij} として用いることができる。また、各手法とも線形1次連立方程式であるので、再構成アルゴリズムにはBPT、SIRT、ILSTなどの方法(付録B)を利用することができる。

9.4.2 数値シミュレーションによる検討

Fig. 9.9 (a) に示した構造モデル、震源-受振点配置を用いて、数値シミュレーションにより前節で述べたトモグラフィ手法の検討を行った。与えられた速度構造モデルに対してSnellの法則によって波線経路及び走時を計算し、(9.1)式の伝達関数を用いて各受振点位置での理論波形を計算した。入射波形は周波数1 kHzのsin波形1周期分とし、得られた波形を観測波形として τ 及び w を求め、解析の入力データとした。

Fig. 9.9 (b) に手法1(簡易法)により τ と t とを用いて波形の伸びを表すパラメータ k (表示は $1/k$) を求めた結果を、(c) に手法2(C-Q法)により同様に τ と t とを用いて Q 値を求めた結果をそれぞれ示した。これらの結果より本研究で考案した方法によって減衰特性の分布が再構成されることが確認された。

9.5 現位置での観測データへの適用

9.5.1 現地実験の概要

本研究で考案した方法を現位置で測定した弾性波データに適用し、減衰トモグラフィ解析を行った。使用した実測データは前章で使用したデータと同じデータで、1989年7月に岐阜県神岡鉱山茂住鉱の坑内で取得されたものである。この実験では震源として爆薬を、受振器として1成分の速度計を用いている。Fig. 9.10に坑道の形状及び震源と受振器の配置を示した。現地実験の詳細及び弾性波速度トモグラフィ解析の結果については第6章で、初動振幅を利用した弾性波減衰トモグラフィの結果については第7章でそれぞれ詳しく説明している。

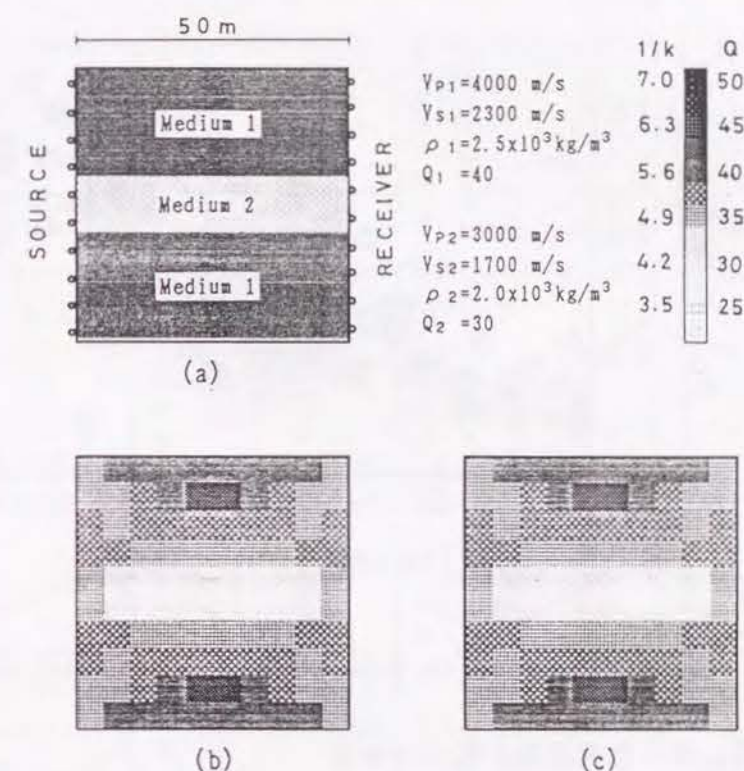


Fig. 9.9: Computer simulation of attenuation tomography by use of a pulse broadening method. (a) The model. (b) Reconstructed result by method 1 (simple method). (c) Reconstructed result by method 2 (C-Q method).

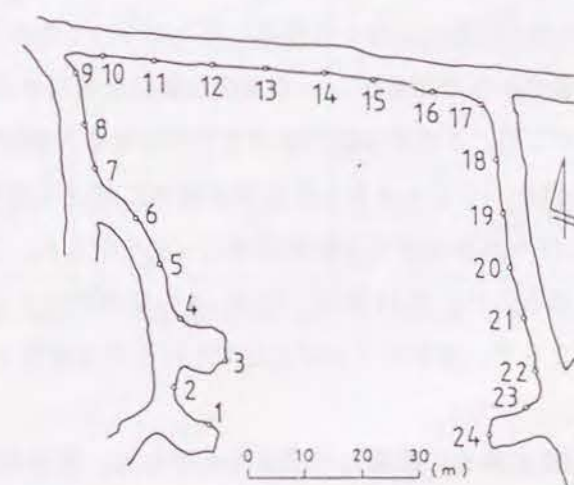


Fig. 9.10: Horizontal map of the experimental site and the position of the receivers.

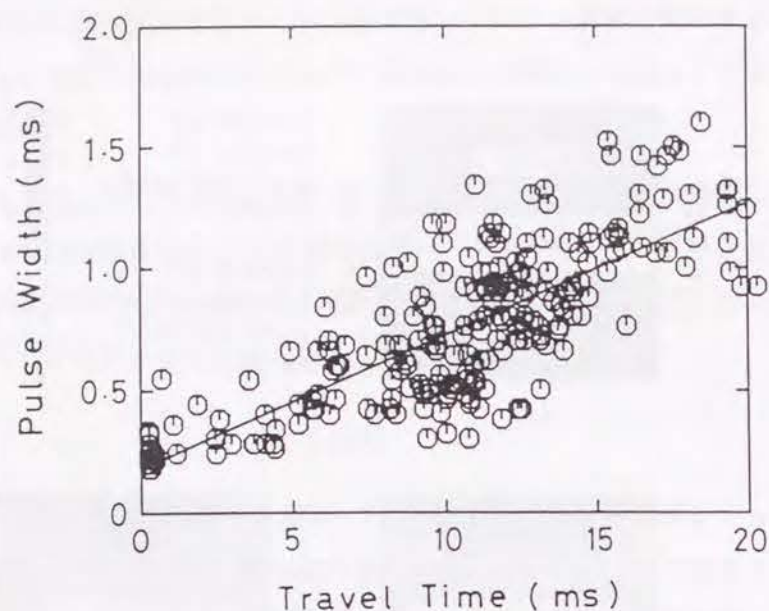


Fig. 9.11: A plot of the pulse width versus the travel time.

9.5.2 伝播に伴う観測波形の変化の検討

Fig. 9.11 に観測された速度波形の初動走時と初動パルス幅との関係を示した。Fig. 9.11 ではすべてのデータを重ねて表示してあるため幅広く分布して見えるが、走時が大きくなるほどパルス幅が増大し、ほぼ直線関係が成立していると考えられる。Fig. 9.12 に各発震点ごとに両者の関係を示した。これらの図より初動走時と初動パルス幅の間にはほぼ直線関係が成立しているとみなすこともできる。

そこで、観測された速度記録の伝播中の波形の変化について理論式に基づいた検討を行った。この実験では、震源からの距離が1 m 程度の位置に受振器を設置し、震源波形のモニターを行っている。そこで、この受振器で観測された波形を入射波形とみなし、(9.1) 式の伝達関数を用いて Q 値をパラメータとして各伝播距離における理論波形を計算した。

Fig. 9.13 に伝播に伴う波形の変化の計算結果の一例を示した。これは震源 No. 24 で発震した場合の波形である。Fig. 9.13 から、 $Q = 10$ の場合では $x = 20$ m、 $Q = 20$ の場合では $x = 40$ m のところで、波形の「とび」とでもいうべき顕著な波形形状の変化が現れていることがわかる。

Fig. 9.14 に $Q = 20$ の場合の振幅スペクトルを示した。各スペクトルは $x = 0$ m すなわち入射波の波形のスペクトルの最大値で正規化して示してある。(9.1) 式の伝達関数は一様にゆるやかな低域通過フィルタであり、伝播に伴い高周波数の成分がより多く減衰する。

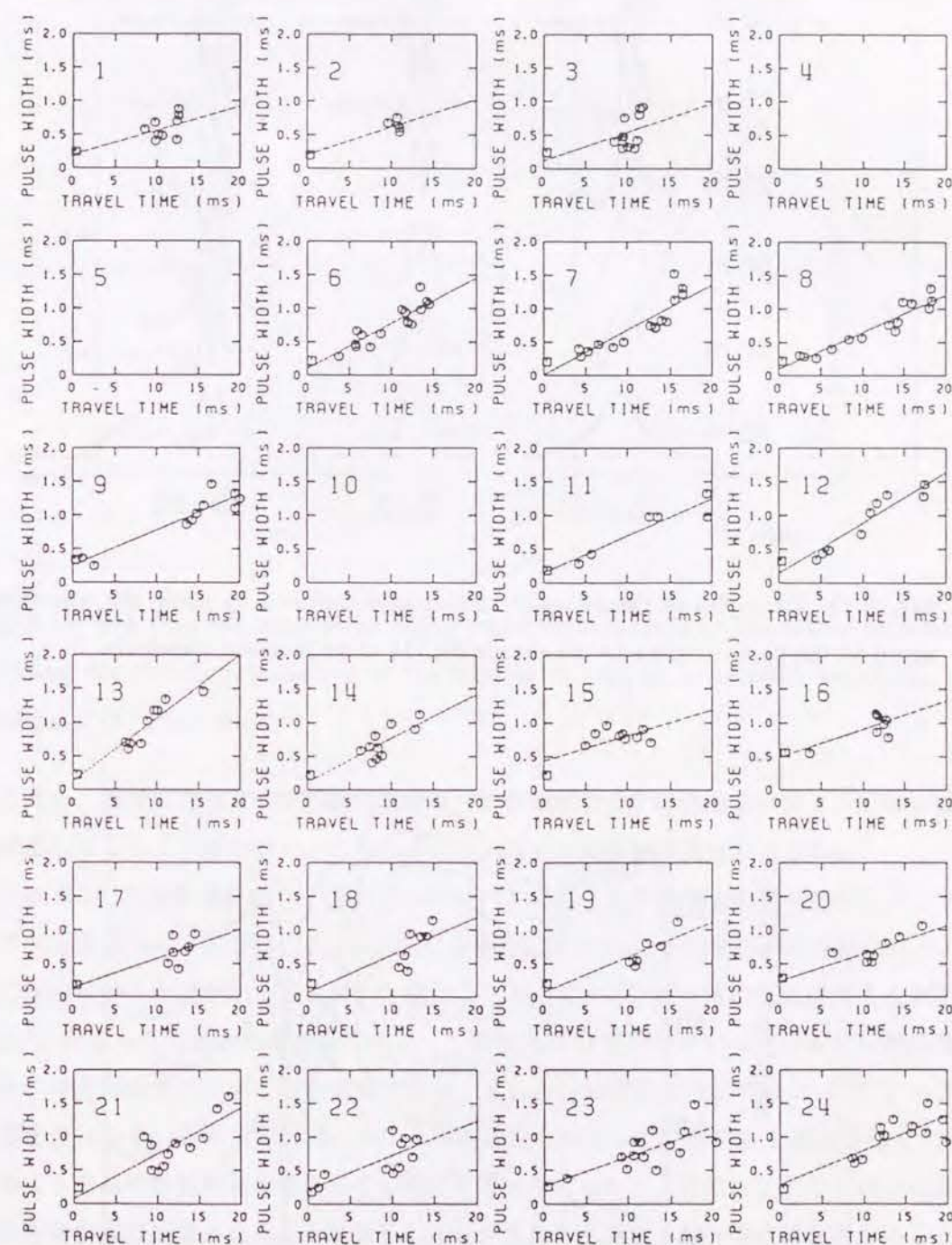


Fig. 9.12: Plots of the pulse width versus the travel time for each shot data.

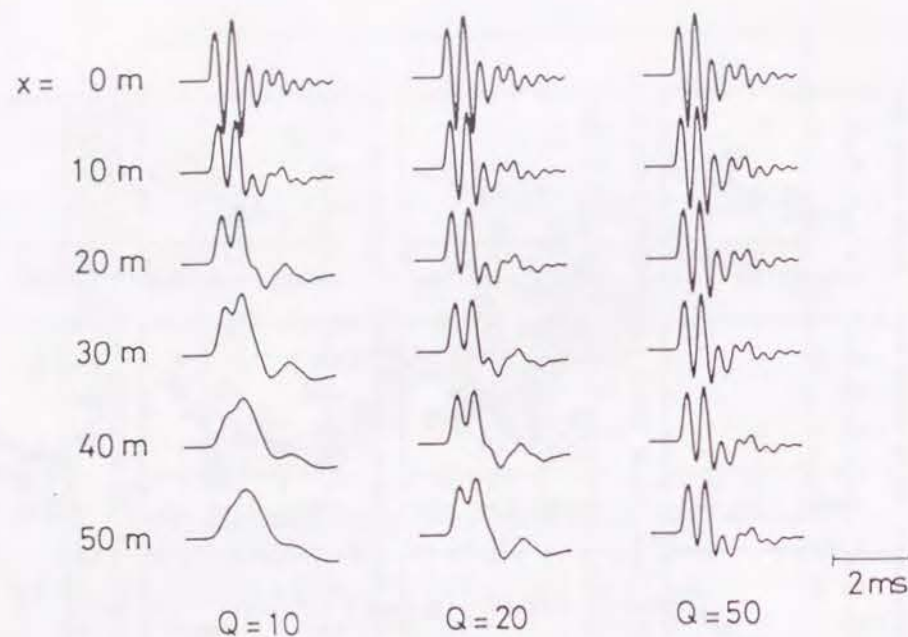


Fig. 9.13: Examples of theoretically computed waveforms by using the waveform measured at the receiver close to the source No. 24 as an incident waveform.

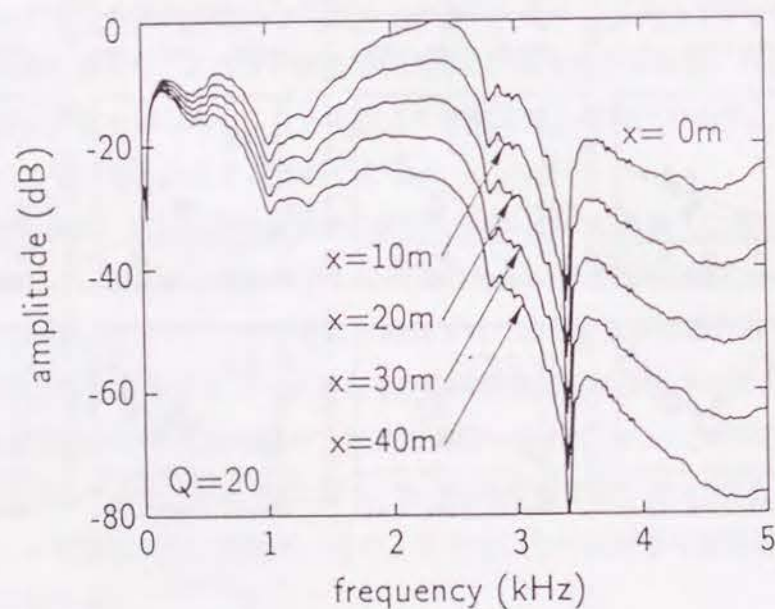


Fig. 9.14: An example of the change in amplitude spectrum during propagation in case of $Q = 20$.

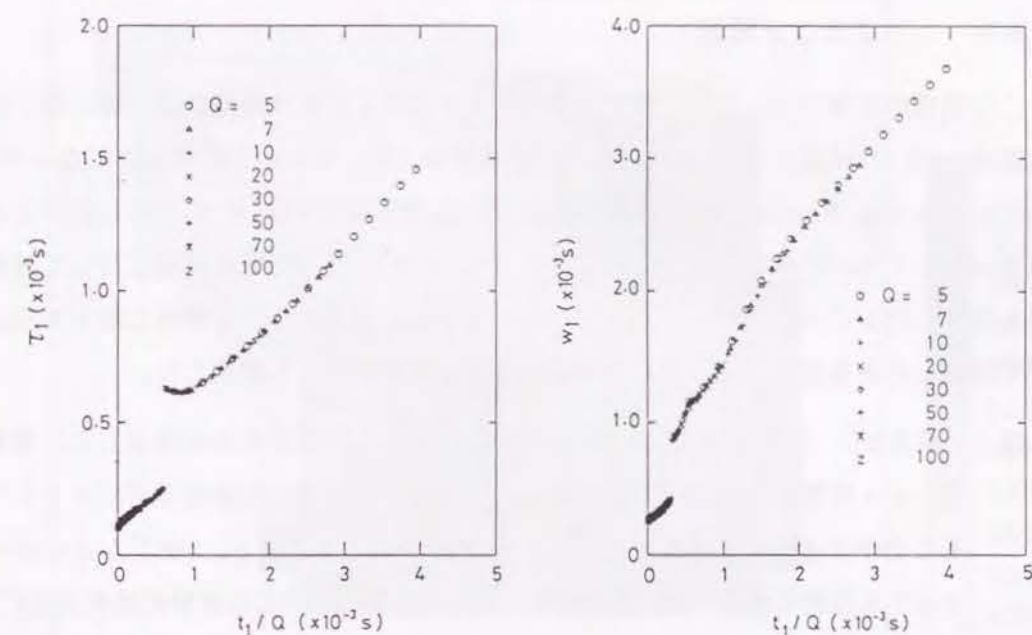


Fig. 9.15: Rise time and pulse width versus travel time obtained by theoretical calculation by using the waveform measured at the receiver No. 24 as an incident waveform. (a) Rise time. (b) Pulse width.

このため、伝播に伴って 2.4 kHz 付近のピークが減衰し 0.6 kHz あるいは 0.2 kHz の成分が卓越してくることがわかる。このために上記のような波形の変化が生じる。

Fig. 9.15 にこの場合のライズタイム及びパルス幅と伝播時間との関係を示した。Fig. 9.15 に示すように、波形に「とび」が生じる場合には $\tau-t$ 、 $w-t$ の関係が不連続になり、直線にならないことがわかる。また、 Q 値にかかわらず τ_1/Q が一定の値に達すると波形に「とび」が生じることがわかる。従って、この現象は Q 値が小さいほど、また伝播距離が大きいほど起こりやすいことが推察できる。また、この現象に対しては τ より w の方が影響を受けやすいと考えられる。また、直線近似を使用している手法 1 及び手法 2 では、実際よりも減衰特性を過大評価することになると考えられる。逆に、このことは、減衰特性の影響がより強調されることを意味しており定性的な判断を行う際には有利であるともいえる。なお、過去の研究の内のいくつかではこのような現象が起こり得る条件にあるが、これについては全く言及されていない。

波形の「とび」が発生するまでの伝播距離で観測される波形については直線近似が適用できるため、この範囲内で C の値を計算した。得られた C の値は Q 値にかかわらずほぼ

一定であったが、 $C_r = 0.1 \sim 0.3$ 、 $C_w = 0.3 \sim 0.6$ と震源の位置により異なる値となった。

9.5.3 トモグラフィ解析

この領域の岩盤については、弾性波速度トモグラフィにより速度分布（第6章）が、初動振幅を用いた減衰トモグラフィにより Q 値分布（第7章）が既に明らかになっている。速度分布を Fig. 9.16 に、初動振幅から求めた Q 値分布を Fig. 9.17 に示した。セルの大きさは $5\text{m} \times 5\text{m}$ である。波線情報 t_{ij} は、Fig. 9.16 に示した速度分布に対して波線の屈折を考慮したレイトレーシング [11] を行って求めた。トモグラフィ解析に際しては、本研究で開発した各手法についてそれぞれ適用できる波形データを選択した。

手法1（簡易法） Fig. 9.18 に $w-t$ の関係を用いて求めた $1/k$ の分布を示した。簡易法では、 $w-t$ の関係を用いれば、観測時に波形がクリップした波形もデータとして用いることができる。このため、使用した波線は 206 本である。SIRT などの反復法によっても残差の減少は認められなかったため、ここに示した逆解析結果は BPT の結果である。 $1/k$ の分布状況は振幅を用いた減衰トモグラフィで求めた Q 値分布 (Fig. 9.17) とほぼ同様の傾向であることがわかる。また、 $\tau-t$ でも同様の結果を得た。

手法2（C-Q法） Fig. 9.19 に $w-t$ の関係を用いて BPT によって求めた Q 値分布を示した。使用した波線は 156 本である。なお、 $\tau-t$ でもほぼ同様の結果を得た。得られた Q 値分布は定性的には手法1と同様の結果が得られていることがわかる。しかし、 Q 値の値は 4~12 と Fig. 9.17 と比較して小さいことがわかる。これは、数値シミュレーションで予測される τ 、 w よりも実測波形のそれらが大きかったことによるためである。その原因として、先に指摘した伝播に伴う波形の顕著な変化（「とび」）のため直線近似が妥当でないことが考えられる。

手法3（直接法） Fig. 9.20 に $w-t$ の関係を用いて BPT によって求めた Q 値分布を示した。使用した波線数は 156 本である。なお、 $\tau-t$ でも同様の結果を得た。手法3によっても手法1及び手法2の結果と定性的に同様な結果が得られている。 Q 値の値は手法2の結果よりもやや大きめの値を示しているが、これは粘性減衰による波形の顕著な変化（「とび」）の影響を考慮しているためであると考えられ、解析前の段階での推察が正しかったことがわかる。しかし、それにもかかわらず、 Q 値の値は実際の岩盤状況から予想される値よりもやや小さいと考えられる。

9.5.4 考察

Fig. 9.21 に対象領域の地質の概要を示した。この領域では、岩盤の中央部を北東-南西

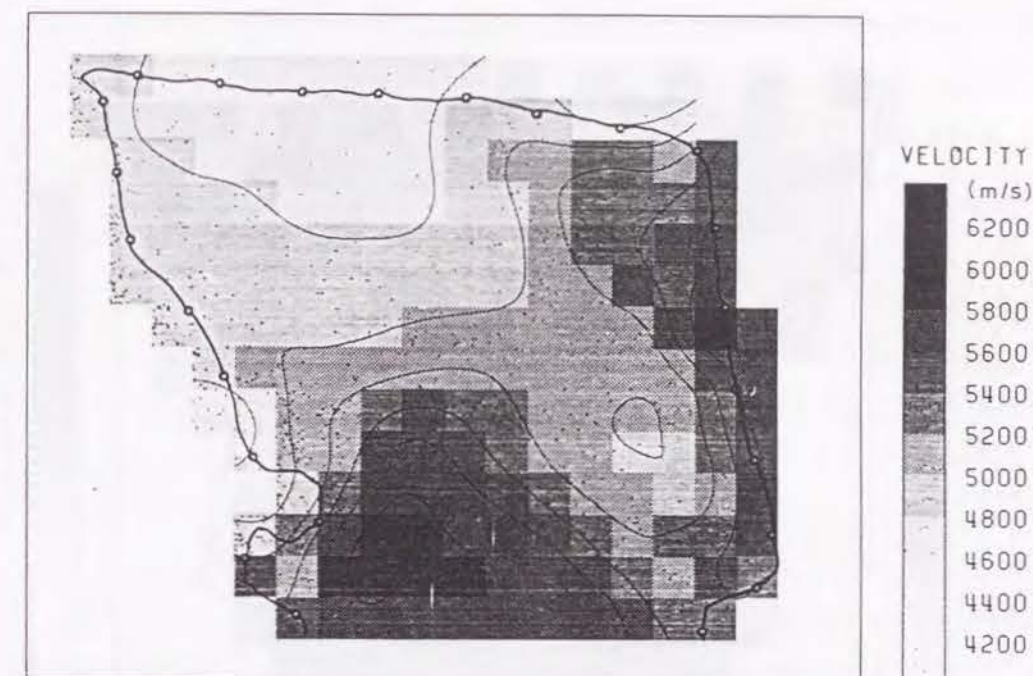


Fig. 9.16: Velocity distribution reconstructed by velocity tomography by use of travel time data.

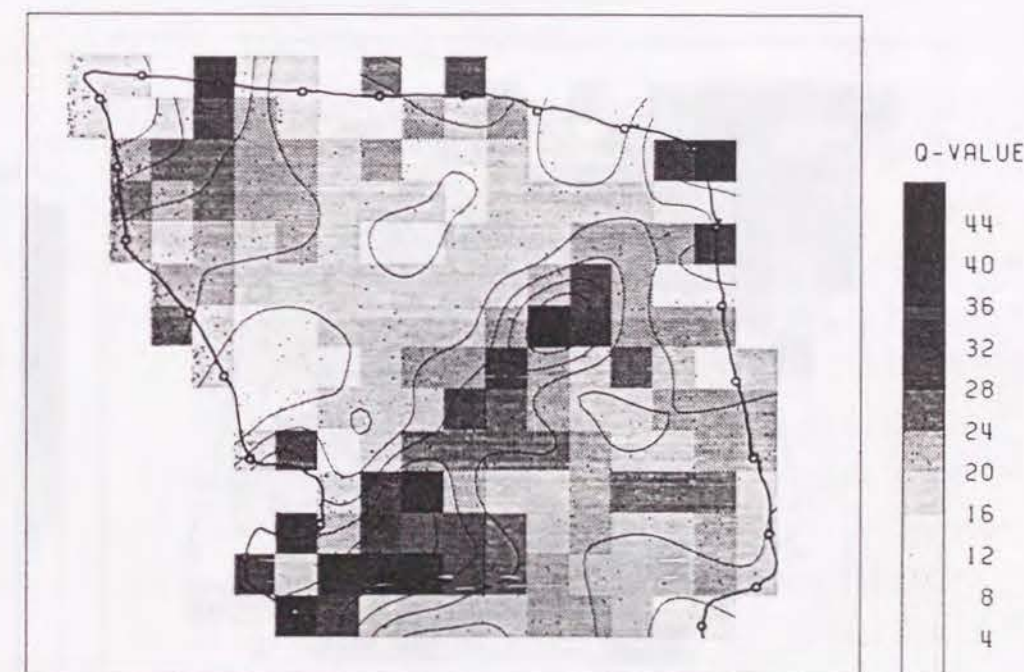


Fig. 9.17: Q-value distribution reconstructed by attenuation tomography by use of amplitude data.

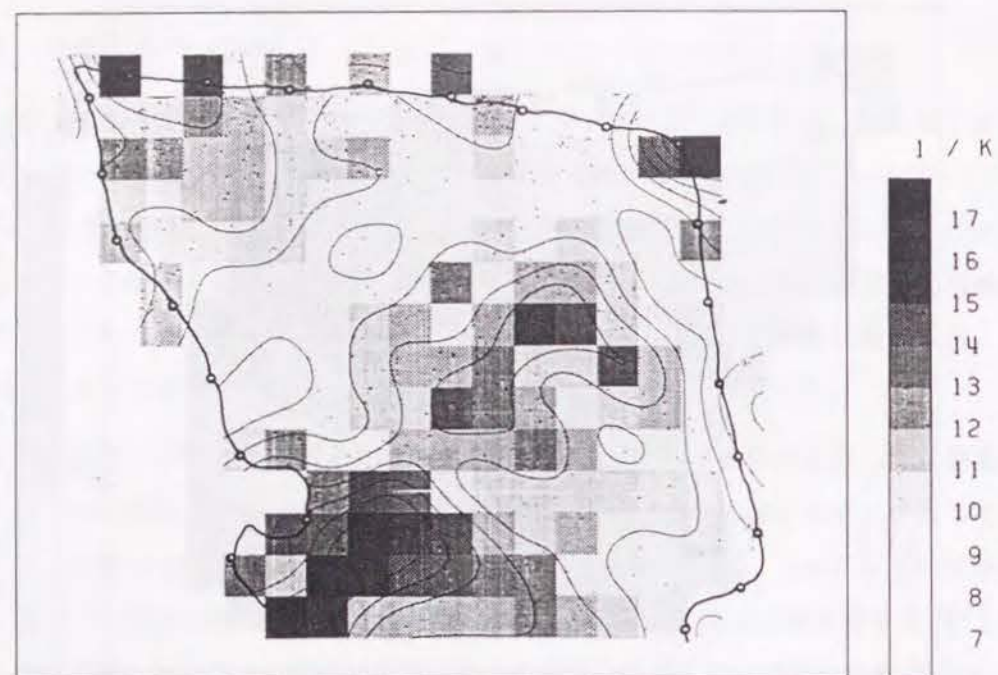


Fig. 9.18: Distribution of pulse broadening parameter reconstructed by method 1 (simple method).

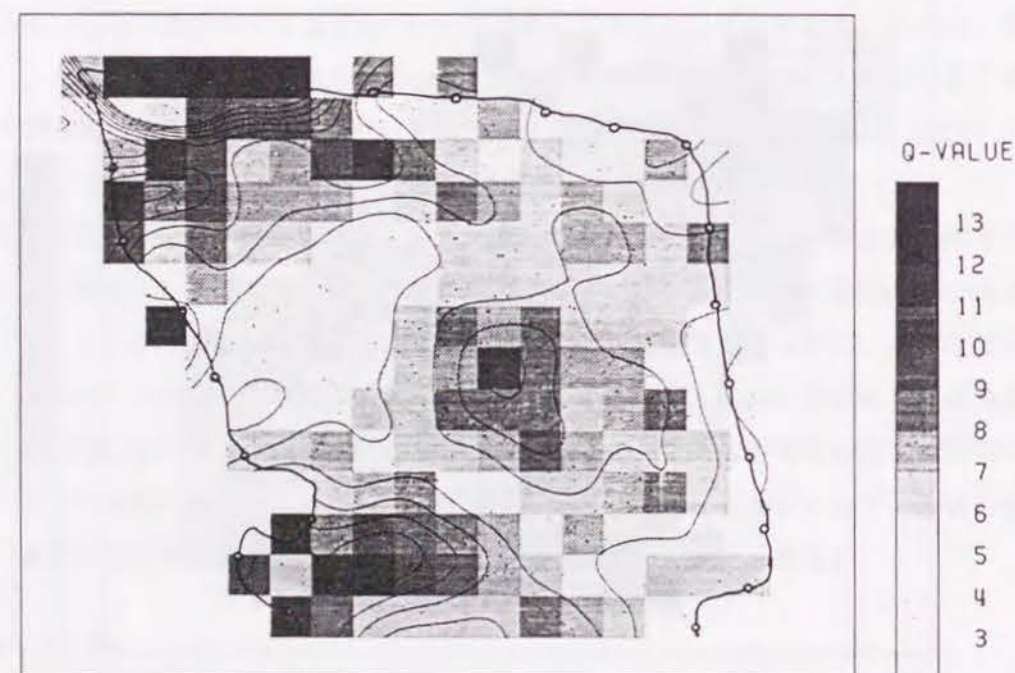


Fig. 9.19: Q-value distribution reconstructed by method 2 (C-Q method).

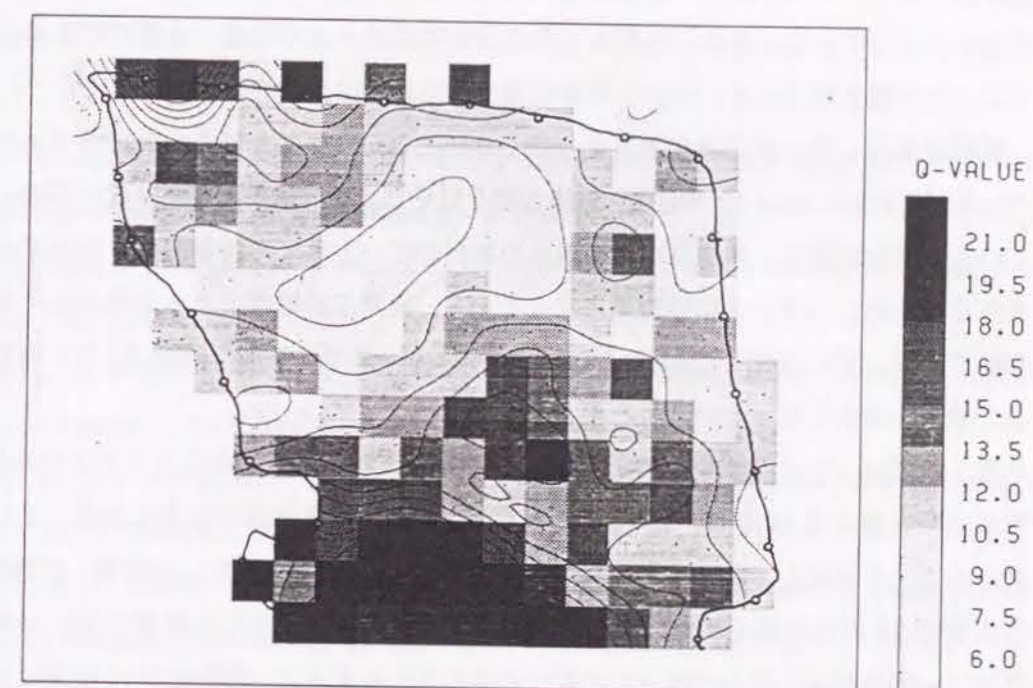


Fig. 9.20: Q-value distribution reconstructed by method 3 (direct method).

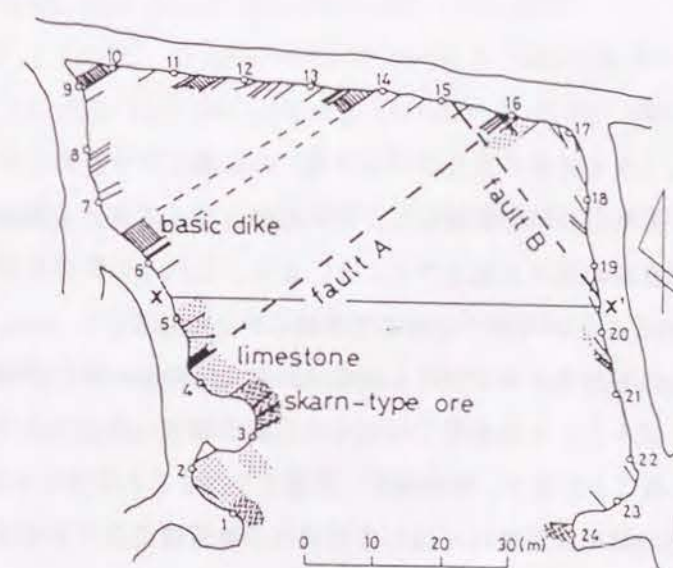


Fig. 9.21: The result of the geological observation of the gallery.

にかけて N40°E の断層が横切っていること、断層が坑道に露出している場所では非常に岩盤状態が悪く、また、断層の北西側では断層に並行な方向の割れ目が卓越していることが明らかになっている。また、軟弱な石灰岩が断層に沿うような形で岩盤の中央部に存在することが予想されている。一方、断層の南東側の岩盤は比較的良好であった。

解析結果は、データの精度があまり良くないことからかなりばらつきのあるものとなっている。しかし、手法1、手法2、手法3のそれぞれによる結果とも全体的な傾向は一致している。解析結果は、断層及びその周辺の亀裂が多いと考えられる部分では波形の伸びが大きく、Q値が小さいという結果になっており、地質学的観察によって得られた事実と調和的である。特に手法1（簡易法）による結果では、2つの断層（断層A、B）の位置で波形の伸びが大きくなっていることがわかる。

第5章で述べたように、図中に示したX-X'測線で加速度記録からスペクトル比法によって求めた岩盤のQ値は16~20程度であった。また、現場付近の岩盤を構成している主な岩石のコアを採取し、実験室内で自由振動法によってQ値を測定した結果、片麻岩で80、石灰岩で20程度の値を得た。これらの値及びFig. 9.17に示した振幅を用いた減衰トモグラフィの結果と、ここで得られた解析結果とを比較すると、解析結果のQ値はやや小さい値をとっていると考えられる。この原因については、岩盤内に存在している亀裂などの不連続面が波動の振幅の減衰に及ぼす影響と波形の変化に及ぼす影響とが同じではないこと、この影響が不連続面の存在頻度などの多くの要因によって左右されることなどが考えられる。

9.6 結言

初動波形形状（ライズタイム及びパルス幅）の伝播に伴う変化を利用して、媒質の減衰特性を推定する方法について検討した。その結果、ライズタイム及びパルス幅と伝播時間との間にはほぼ直線の関係が成立すること、また、これらの関係を用いて減衰特性（例えばQ値）を求めることが可能であることが明らかとなった。

次に、これらの方法をトモグラフィ的な逆解析に応用し、現位置測定によって得られたデータに適用を試みた。実測波形では波形の形状の顕著な変化により直線関係が適用できない場合が生じることがあり、解析結果に影響を及ぼすことが明らかになった。しかし、トモグラフィ解析の結果は定性的には対象領域内の地質構造及び初動振幅を用いた減衰トモグラフィの結果とよい対応を示した。

本手法は現時点では適用性や精度などに問題が残されており、定量的な評価手法としてただちに使用することはできない。しかし、手法1（簡易法）のような簡単な処理で、減

衰特性の分布について定性的な評価を与えることができ、他のトモグラフィ解析手法の結果の解釈の際の判断材料として有用であると考えられる。

参考文献

- [1] Gladwin, M. T. and Stacey, F. D. (1974): An elastic degradation of acoustic pulses in rock, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **8**, 332-336.
- [2] Kjartansson, E. (1979): Constant Q-wave propagation and attenuation, *J. Geophys. Res.*, **82**, 4737-4748.
- [3] Blair, D. P. and Spathis, A. T. (1982): Attenuation of explosion-generated pulse in rock masses, *J. Geophys. Res.*, **87**, 3885-3892.
- [4] Blair, D. P. and Spathis, A. T. (1984): Seismic source influence in pulse attenuation studies, *J. Geophys. Res.*, **89**, 9253-9258.
- [5] Liu, H.-P. (1988): Effect of source spectrum on seismic attenuation measurements using the pulse broadening method, *Geophysics*, **53**, 1520-1526.
- [6] 金子勝比古, 中村直昭, 平田篤夫, 大見美智人 (1989): 伝播波形初動形状によるQ値評価法 (I) — 理論的考察 —, *物理探査*, **42**, 235-244.
- [7] Kavetsky, A., Chitombo, G. P. F., McKenzie, C. K. and Yang, R. L. (1990): Model of acoustic pulse propagation and its application to determine Q for a rock mass, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. abstr.*, **27**, 33-41.
- [8] Futterman, W. I. (1962): Dispersive body waves, *J. Geophys. Res.*, **67**, 5279-5291.
- [9] Ricker, N. (1953): The form and laws of propagation of seismic wavelets, *Geophysics*, **18**, 10-40.
- [10] 山口梅太郎, 奥村誠 (1972): 岩石中を伝ばする音波の減衰定数の測定, *材料*, **21**, 869-875.
- [11] Sassa, K., Ashida, Y., Kozawa, T. and Yamada, M. (1989): Improvement in the accuracy of seismic tomography by use of an effective ray-tracing algorithm, *Proc. IMM/MMIJ Joint Symp.*, 129-136.

第10章 結論

従来、直達P波を利用した現位置岩盤の調査及び評価には、震源-受振点間の距離を走時で割ることにより得られる見かけのP波速度が主として用いられてきた。波形、振幅などそれ以外の情報はP波速度よりも岩盤の状態の変化に敏感であると考えられていながら、取扱いが難しいことから、これまでその特性が明らかでなく定量的評価を行うことが困難であった。本研究では、見かけのP波速度だけでなく真のP波速度を求める方法について検討するとともに、P波速度以外の情報も使用して、より高精度な現位置岩盤調査及び評価を行うために、不連続岩盤内のP波伝播特性の把握、及び現位置岩盤調査への弾性波トモグラフィの適用について研究を行った。

第1章は緒論であり、まず本研究の目的及び意義について述べ、次に従来の研究を概説したうえで本研究の位置づけを明らかにしたものである。

第I編は、主として不連続岩盤内のP波伝播特性について研究を行ない、岩盤内に存在している亀裂を非常に薄い低速度薄層として取り扱うことによって、亀裂岩盤内のP波伝播特性を明らかにした結果を示したものである。

第2章では、媒質内に単一の低速度薄層が存在する場合に、その存在がP波の波形、振幅、走時などに及ぼす影響について検討し、室内モデル実験の結果に基づく考察から単一の低速度薄層内でのP波伝播のメカニズムを明らかにした。すなわち、層を形成する各境界面での波動の反射及び透過によって発生する層内の多重反射波が波形の形成に大きく関与していることを明らかにした。

第3章では、媒質内に多数の低速度薄層からなる低速度帯が存在する場合に、その存在がP波の波形、振幅、走時などに及ぼす影響について検討した。室内モデル実験の結果から、低速度帯を構成する薄層の境界面で発生した多重反射波が反射波及び透過波を形成し、それらの波形に複雑な影響を与えることが明らかになった。また、 z 変換領域における数値シミュレーション手法を用いてP波伝播のモデリングを行い、薄層を含む媒質の評価には時間平均式は適用できないこと、入射波の周波数が伝播特性に影響を及ぼすことを明らかにした。

第4章では、第3章で開発した数値シミュレーション手法を用いて岩盤内の亀裂の分布状態、亀裂数、亀裂幅、岩石の性質とP波速度との関係について検討し、亀裂岩盤を評価する指標の1つであるRQDとP波速度との関係について検討した。その結果、RQDの減少とともにP波速度は直線的に減少すること、この原因は主として亀裂数の増加によるためであることを明らかにした。また、岩石の性質や亀裂の性質により両者の関係が変化

することを示した。

第5章においては、亀裂の存在によって生じる波動の減衰と粘性によって生じる波動の減衰とについて数値シミュレーションによって比較検討を行った。その結果、両者が波動に与える影響を分離して評価することは困難であることを明らかにした。そこで、粘性媒質内での亀裂の存在がP波に及ぼす影響について現地実験、室内コア実験及び数値シミュレーションによって検討した結果、媒質の減衰特性を表すQ値が亀裂の存在により低下することを明らかにした。

第6章では、微細な亀裂の存在を探索する高分解能の探索方法として、高周波数の波動を利用する探索システムの開発を行った。すなわち、高周波数成分を多く含む波動を発生させることのできる震源、及びローカットフィルタを利用した高周波数測定システムをそれぞれ開発し、室内実験によって震源及び測定システムの評価を行った。また、多段発震が可能な孔内爆発震源を開発し、現地実験によってその特性、特に同期加算処理の適用性について検討した。

第II編は、地下の物性値の2次元分布を画像化する技術である弾性波トモグラフィを現位置岩盤の亀裂調査及び岩盤評価に適用するために、新たに解析手法を開発し、その適用性について検討した結果を示したものである。

第7章では、現位置岩盤を対象として取得された実測データに対して弾性波速度トモグラフィ解析を適用した。精度のよい解析結果を得るためには、走時データの作成及び逆解析のそれぞれの段階で詳細なデータの精度に対する検討が必要とされる。本章ではこのためのデータの補正方法や処理について詳細に検討し、解析の手順を示した。また、解析結果と室内コア測定、地質状況とを比較した結果、実際の岩盤状況と速度分布とがよく対応していることを確認し、弾性波速度トモグラフィが岩盤調査の有効な手法として適用できることを明らかにした。

第8章では、P波の初動振幅を利用する減衰トモグラフィの手法開発を行った。また、精度のよい解析を行うための振幅データの補正方法について検討した。さらに、透過損失などが振幅に及ぼす影響、及び波動の伝播に伴う周波数の変化の影響を除去する方法を新たに開発した。この方法を現位置測定データに適用した結果、岩盤内の断層及び破砕帯を検出することができ、この方法が岩盤の亀裂調査に有効であることを明らかにした。

第9章では、P波の初動波形形状を利用する減衰トモグラフィ手法を新たに開発した。この方法は時間情報のみから媒質の減衰特性を推定する方法であり、安定かつ処理の簡便な減衰トモグラフィとしてその利用価値は高いと考えられる。この方法を現位置測定データへ適用した結果、定量的には精度は十分ではないものの、得られた物性値の分布と実際の岩盤状況とは定性的によく一致しており、減衰トモグラフィの手法として有効な方法で

あることを明らかにした。

以上、本研究では、直達P波を利用した現位置岩盤の高精度調査及び評価のために、不連続岩盤内のP波伝播特性の把握及び弾性波トモグラフィの適用について研究を行った。本研究の結果、P波の波形や振幅などの情報を利用した現位置岩盤の調査及び評価が可能になったと考えられる。

本研究で目指した研究目的はこれで完結したわけではなく、今後さらに研究を発展させていく必要がある。

不連続性岩盤のP波伝播特性については、本研究により基本的な伝播特性が明らかになったが、各現場における岩盤の定量的評価には、現位置岩盤の亀裂情報を取り込んだ3次元的に分布する亀裂群のP波伝播特性を明らかにする必要がある。このためには、統計的手法の導入や岩盤の力学的指標とP波伝播特性との関係の研究などを進めていく必要がある。また、不飽和の亀裂の存在は波動に大きな影響を及ぼすと考えられ、これについても今後研究を行う必要がある。

弾性波トモグラフィについては、本研究に示した方法によりほぼ実用可能であると考えられる。減衰トモグラフィにおける波形の各情報の初期値の算出が課題として残されているが、初期波形の計測方法あるいは推定方法については今後実験的に解決していく予定である。また、解の精度を高めるために、地質情報や他の物理探査データを解析に取り込んでいくことが必要となると考えられる。

謝 辞

本研究を進めるにあたり懇切な御指導を賜り、さらに本研究をまとめるにあたって御指導、御教示を賜った京都大学工学部資源工学教室探査工学講座教授佐々宏一博士に深く感謝致します。

第3章で開発した z 変換領域における波動伝播のシミュレーション方法について御教示いただくとともに、研究全般にわたり有益な助言をいただいた京都大学工学部資源工学教室探査工学講座助教授芦田 讓博士に感謝致します。また、第9章の内容について、石油資源開発(株)物理探査部松岡俊文氏に有益な助言をいただきました。

本研究に関連した多くの基礎的な事項の御教示を賜り、また折りにふれて何かと御鞭撻を賜った資源工学教室の諸先生方に御礼申し上げます。また、本研究の実施にあたり御協力いただいた探査工学講座講師菅野 強博士、及び探査工学研究室の学生、大学院生諸君に感謝致します。

なお、第5章から第9章及び付録で使用した弾性波トモグラフィの現地調査のデータは、(財)日本鉱業振興会の助成を受けた(社)資源素材学会「ジオトモグラフィの鉱床、地下水、構造調査への利用に関する研究」研究委員会で取得されたものであり、現地実験にあたっては三井金属鉱山(株)及び神岡鉱業(株)の関係各位に多大な御協力をいただきました。また、第6章の孔内爆発震源の現地実験にあたっては(財)電力中央研究所の御協力をいただきました。なお、本研究の一部は文部省科学研究費補助金の補助を得て実施したものであります。ここに記して感謝する次第です。

付録 A 多層構造媒質内での P 波伝播のモデリング

A.1 z 変換領域における方法

本研究で用いた P 波伝播のシミュレーションの方法は、z 変換領域における波動の伝播をマトリックスを用いて表現する方法であり、主に地震探査反射法分野で水平多層構造に対する合成地震記録の作成に用いられている方法である [1, 2, 3, 4]。

z 変換領域では、時系列を

$$z = \exp(-i\omega\Delta t) \quad (\text{A.1})$$

なる z 変換を用いて表現する。ここで Δt は時系列のサンプリング間隔である。また、同様に構造も時系列化して表現する。すなわち、モデリングの際には媒質の速度分布が既知であるので、位置の関数である構造モデルの媒質の物性値を走時の関数に変換する。これを走時にして $\Delta t/2$ の間隔で等分割し離散化する。このようにして、Fig. A.1 に示した、時間によって $N+1$ 層に分割された構造モデルを作成する。

第 i 層と第 $i+1$ 層との境界面に P 波が i 側から垂直に入射した場合を考える。媒質 i 及び $i+1$ の密度をそれぞれ ρ_i 、 ρ_{i+1} 、P 波速度をそれぞれ c_i 、 c_{i+1} とし、入射波の進行方向に x 軸をとると、反射波の変位の入射波の変位に対する比 (r_i : 反射係数) 及び透過波の

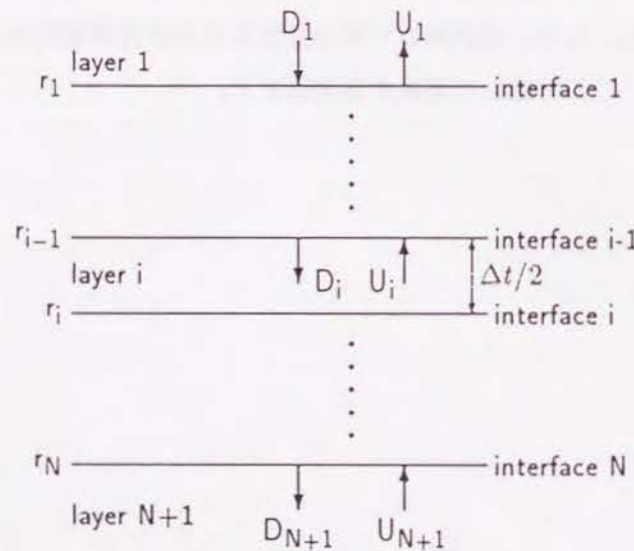


Fig. A.1: Schematic view of the structure model divided by time sampling $\Delta t/2$ in z-domain.

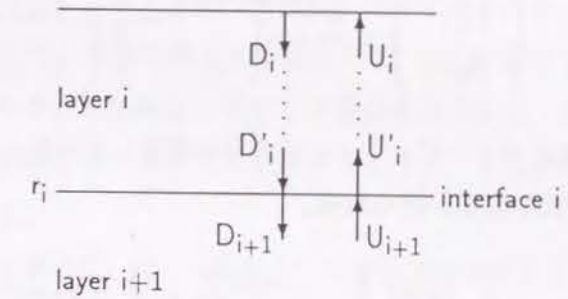


Fig. A.2: Upward and downward waves in i th and $(i+1)$ th layers.

それ (t_i : 透過係数) は次式で表される。

$$r_i = \frac{\rho_i c_i - \rho_{i+1} c_{i+1}}{\rho_i c_i + \rho_{i+1} c_{i+1}} \quad (\text{A.2})$$

$$t_i = \frac{2\rho_i c_i}{\rho_i c_i + \rho_{i+1} c_{i+1}} = 1 + r_i \quad (\text{A.3})$$

第 i 層の媒質と第 $i+1$ 層の媒質とが同じ場合には、 $r_i = 0$ 、 $t_i = 1$ の境界面が存在するとみなすことができる。また、P 波が $i+1$ 側から入射した場合の反射係数、透過係数はそれぞれ次式で表される。

$$r'_i = -r_i \quad (\text{A.4})$$

$$t'_i = 1 + r'_i = 1 - r_i \quad (\text{A.5})$$

Fig. A.1 のような構造に P 波が垂直に入射した場合を考える。Fig. A.2 に示したように、第 i 層の上面における上向波、下向波をそれぞれ $U_i(z)$ 、 $D_i(z)$ 、第 i 層の下面におけるそれらをそれぞれ $U'_i(z)$ 、 $D'_i(z)$ と表す。粘性による減衰がない場合には、両者の関係は次式で表される。

$$\begin{aligned} U_i(z) &= zU'_i(z) \\ D'_i(z) &= zU_i(z) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

第 i 層と第 $i+1$ 層との境界面では次式が成立する。

$$\begin{aligned} U'_i(z) &= t'_i U_{i+1}(z) + r_i D'_i(z) \\ D_{i+1}(z) &= r'_i U_{i+1}(z) + t_i D'_i(z) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

従って、隣合う 2 層に関して次式の関係が得られる。

$$\begin{pmatrix} U_i(z) \\ D_i(z) \end{pmatrix} = \frac{z^{-1/2}}{t_i} \begin{pmatrix} z & r_i z \\ r_i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{i+1}(z) \\ D_{i+1}(z) \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

ここで、 $r'_i = -r_i$ 、 $t'_i = 1 + r'_i = 1 - r_i$ の関係を使用している。従って、第 1 層と第 $N+1$ 層との間には、次式の関係が得られる。

$$\begin{pmatrix} U_1(z) \\ D_1(z) \end{pmatrix} = \frac{z^{-N/2}}{T} \prod_{i=1}^N M_i \begin{pmatrix} U_{N+1}(z) \\ D_{N+1}(z) \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

ここで、

$$T = \prod_{i=1}^N t_i, \quad M_i = \begin{pmatrix} z & r_i z \\ r_i & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

である。なお、 $\prod M_i$ を漸化式を用いて表現すると (A.9) 式は次式のように表される。

$$\begin{pmatrix} U_1(z) \\ D_1(z) \end{pmatrix} = \frac{z^{-N/2}}{T} \begin{pmatrix} P_k(z) & Q_k(z) \\ z^k Q_k(z^{-1}) & z^k P_k(z^{-1}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{N+1}(z) \\ D_{N+1}(z) \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

ここで、 $P_k(z)$ 、 $Q_k(z)$ は次式の漸化式で表される。

$$\begin{aligned} P_{k+1}(z) &= zP_k(z) + r_{k+1}Q_k(z), & P_1(z) &= z \\ Q_{k+1}(z) &= r_{k+1}zP_k(z) + Q_k(z), & Q_1(z) &= r_1z \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

第 $N+1$ 層を半無限と考えると $U_{N+1}(z) = 0$ 、第 1 層にインパルスが入射した場合には $D_1(z) = 1$ であるから、(A.11) 式から第 1 層の上方伝播波（反射波）のインパルスレスポンス $U_1(z)$ 及び第 $N+1$ 層の下方伝播波（透過波）のインパルスレスポンス $D_{N+1}(z)$ は次式で与えられる。

$$U_1(z) = \frac{Q_N(z)}{z^N P_N(z^{-1})}, \quad D_{N+1}(z) = \frac{T_N}{z^{N/2} P_N(z^{-1})} \quad (\text{A.13})$$

従って、反射波及び透過波は $U_1(z)$ 及び $D_{N+1}(z)$ に入射波をコンボリューション（畳み込み）することにより得られる。さらに、(A.9) 式を用いて漸化的に任意の境界面でのインパルスレスポンス $U_i(z) + D_i(z)$ を計算することができ、これに入射波をコンボリューションすることにより任意の境界面における波形を得ることができる。この方法では、各境界面で発生する反射波、透過波をすべて考慮しているため、層内での多重反射波がすべて含まれた波形を計算することができる。

A.2 周波数領域における方法

一般に、粘性が波動に及ぼす影響は周波数の関数であるため、多層構造媒質内での P 波伝播のモデリングに粘性減衰を導入する場合には、 z 変換領域 [1] よりも周波数領域 [5] の方が扱いが容易である。粘性減衰に関する多数の理論的研究（例えば、[6, 7]）によって導かれている各種の減衰特性の関係式に対応するように、ここでは媒質の物性値を周波数の関数として表現する。

付録 A.1 の場合と同様に、 $N+1$ 層からなる多層構造を考える。第 i 層の厚さを d_i 、位相速度を $c_i(\omega)$ 、 Q 値を $Q_i(\omega)$ とする。減衰特性 $\alpha(\omega)$ と $Q(\omega)$ との間には次式の関係がある。

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{2c(\omega)Q(\omega)} \quad (\text{A.14})$$

第 i 層の上面における上方伝播波及び下方伝播波の複素スペクトルをそれぞれ $U_i(\omega)$ 、 $D_i(\omega)$ とする。また、第 i 層の下面におけるそれらを $U'_i(\omega)$ 、 $D'_i(\omega)$ とすると両者の間には次式の関係がある。

$$\begin{aligned} U'_i(\omega) &= U_i(\omega)e^{\alpha d_i}e^{i\omega d_i/c_i} \\ D'_i(\omega) &= D_i(\omega)e^{-\alpha d_i}e^{-i\omega d_i/c_i} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

第 i 層と第 $i+1$ 層との境界面では、次式が成立する。

$$\begin{aligned} U'_i(\omega) &= t'_i(\omega)U_{i+1}(\omega) + r_i(\omega)D'_i(\omega) \\ D_{i+1}(\omega) &= r'_i(\omega)U_{i+1}(\omega) + t_i(\omega)D'_i(\omega) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

ここで反射係数 $r_i(\omega)$ 、透過係数 $t_i(\omega)$ はともに周波数に関する複素数関数である。(A.15) 式と (A.16) 式とから隣合う 2 層に関して次式の関係が得られる。

$$\begin{pmatrix} U_i(\omega) \\ D_i(\omega) \end{pmatrix} = A_i \begin{pmatrix} U_{i+1}(\omega) \\ D_{i+1}(\omega) \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

ここで、

$$A_i = \frac{1}{t_i} \begin{pmatrix} e^{-\alpha d_i}e^{-i\omega d_i/c_i} & r_i e^{-\alpha d_i}e^{-i\omega d_i/c_i} \\ r_i e^{\alpha d_i}e^{i\omega d_i/c_i} & e^{\alpha d_i}e^{i\omega d_i/c_i} \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

である。従って、第 1 層と第 $N+1$ 層との間には次式の関係が得られる。

$$\begin{pmatrix} U_1(\omega) \\ D_1(\omega) \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^N A_i \begin{pmatrix} U_{N+1}(\omega) \\ D_{N+1}(\omega) \end{pmatrix} \quad (\text{A.19})$$

第 $N+1$ 層を半無限と考えると $U_{N+1}(\omega) = 0$ 、第 1 層にインパルスが入射した場合には $D_1(\omega) = 1$ である。従って、(A.19) 式から第 1 層の上方伝播波（反射波）のインパルスレスポンスのスペクトル $U_1(\omega)$ 及び第 $N+1$ 層の下方伝播波（透過波）のそれ $D_{N+1}(\omega)$ を計算することができる。反射波、透過波のスペクトルは、それぞれ $U_1(\omega)$ 及び $D_{N+1}(\omega)$ に入射波のスペクトルを乗することにより得ることができる。さらに、これらにフーリエ逆変換を施すことにより時間領域での波形を求めることができる。また、任意の境界面における波形は、(A.17) 式を用いて漸化的に各境界面でのインパルスレスポンスのスペクトル $U_i(\omega) + D_i(\omega)$ を求めることにより計算することができる。

参考文献

- [1] Sherwood, J. W. C. and Trorey, A. W. (1965): Minimum-phase and related properties of the response of a horizontal stratified absorptive earth to plane acoustic waves, *Geophysics*, **30**, 191-197.
- [2] Treitel, S. and Robinson, E. A. (1966): Seismic wave propagation in layered media in terms of communication theory, *Geophysics*, **31**, 17-32.
- [3] 石井吉徳 (1975): 地震反射法とデータ処理, 物理探査, **28**, 36-49.
- [4] Robinson, E. A. and Treitel, S. (1977): The spectral function of a layered system and the determination of the waveforms at depth, *Geophys. Prosp.*, **25**, 434-459.
- [5] Ganley, D. C. (1979): A method for calculating synthetic seismograms which include the effects of absorption and dispersion, *Geophysics*, **46**, 1100-1107.
- [6] Futterman, W. I. (1962): Dispersive body waves, *J. Geophys. Res.*, **67**, 5279-5291.
- [7] Kjartansson, E. (1979): Constant Q-wave propagation and attenuation, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4737-4748.

付録 B トモグラフィの逆解析方法

弾性波トモグラフィの逆解析に一般的に用いられている数学的方法について説明する [1]。通常、弾性波速度トモグラフィでは解くべき方程式を線形方程式の形で表現するために、媒質の特性を速度 (velocity) ではなく遅さ (slowness) で表現する。遅さは速度の逆数として定義される。なお、他の観測量（振幅、スペクトルなど）についても線形性が成立するとみなすことのできる場合が多いため、他のトモグラフィでもここに述べる解法が適用できる。

B.1 逆投影法 (BPT)

逆投影法 (Back Projection Technique, BPT) は、各波線の波線長で観測走時を除いた平均遅さを求め、各波線がそのセルを横切る長さで平均遅さに重みをかけて平均することにより、そのセルの遅さを求める方法である。逆投影法は非反復法であり遅さを直接求めることができる。逆投影法は、一般に反復法における初期モデルを作成する場合に使用されることが多く、この場合には波線経路は直線波線を使用する。

波線数を N 、セル数を M とする。波線 j の観測走時を T_{oj} 、波線長を L_j とすると、この波線が通過するセルの平均遅さ \bar{S}_j は次式で与えられる。

$$\bar{S}_j = \frac{T_{oj}}{L_j} \quad (\text{B.1})$$

波線 j がセル i を横切る長さを l_{ij} とすると、このセルの遅さ S_i は次式で求められる。

$$S_i = \frac{\sum_{j=1}^N l_{ij} \cdot \bar{S}_j}{\sum_{j=1}^N l_{ij}} \quad (\text{B.2})$$

B.2 同時反復法 (SIRT)

同時反復法 (Simultaneous Iterative Reconstruction Technique, SIRT) は、各波線の観測走時と理論走時との差（走時残差）を波線の通過するセルにその長さに応じて分配し、さらに各セルについて分配した残差を平均し、遅さの修正量を求める方法であり、反復計算によって解を収束させ、精度を向上させることができる。

波線数を N 、セル数を M とする。 $S_i^{(k-1)}$ 、 $S_i^{(k)}$ をそれぞれ $(k-1)$ 回目、 k 回目の反復

計算で得られたセル i の遅さとする、 k 回目の修正量 ΔS_i は次式で表される。

$$S_i^{(k)} = S_i^{(k-1)} + \Delta S_i \quad (\text{B.3})$$

$(k-1)$ 回目の反復計算による波線 j の理論走時を $T_{cj}^{(k-1)}$ 、観測走時を T_{oj} とすると、走時残差 $\Delta T_j^{(k-1)}$ は次式で表される。

$$\Delta T_j^{(k-1)} = T_{oj} - T_{cj}^{(k-1)} \quad (\text{B.4})$$

波線 j の走時残差 $\Delta T_j^{(k-1)}$ のセル i への分配量 Δt_{ij} は次式で表される。

$$\Delta t_{ij} = \frac{l_{ij} \Delta T_j^{(k-1)}}{\sum_{i=1}^M l_{ij}} \quad (\text{B.5})$$

k 回目の反復計算における各セルの走時の修正量 ΔS_i は次式で与えられる。

$$\Delta S_i = \frac{\sum_{j=1}^N \Delta t_{ij}}{\sum_{j=1}^N l_{ij}} \quad (\text{B.6})$$

B.3 最小二乗反復法 (ILST)

最小二乗反復法 (Iterative Least Square Technique, ILST) は、各波線の観測走時と理論走時との差 (走時残差) の二乗和が最小となるように各セルの遅さの修正量を求める方法であり、反復計算によって精度を向上させる方法である。

波線数を N 、セル数を M とする。 $S_i^{(k-1)}$ 、 $S_i^{(k)}$ をそれぞれ $(k-1)$ 回目、 k 回目の反復計算で得られたセル i の遅さとする、 k 回目の修正量 ΔS_i は次式で表される。

$$S_i^{(k)} = S_i^{(k-1)} + \Delta S_i \quad (\text{B.7})$$

$(k-1)$ 回目の反復計算による波線 j の理論走時を $T_{cj}^{(k-1)}$ 、観測走時を T_{oj} とすると、走時残差 $\Delta T_j^{(k-1)}$ は次式で表される。

$$\Delta T_j^{(k-1)} = T_{oj} - T_{cj}^{(k-1)} \quad (\text{B.8})$$

ここで、波線 j がセル i を横切る長さを l_{ij} とすると次式が成立する。

$$T_{cj}^{(k-1)} = \sum_{i=1}^M S_i^{(k-1)} \cdot l_{ij}^{(k-1)} \quad (\text{B.9})$$

(B.8) 式及び (B.9) 式より、 k 回目の反復計算における波線 j の走時残差 $\Delta T_j^{(k)}$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta T_j^{(k)} &= T_{oj} - \sum (S_i^{(k-1)} + \Delta S_i) \cdot l_{ij}^{(k)} \\ &\simeq T_{oj} - \sum (S_i^{(k-1)} + \Delta S_i) \cdot l_{ij}^{(k-1)} \\ &= T_{oj} - \sum S_i^{(k-1)} \cdot l_{ij}^{(k-1)} - \sum \Delta S_i \cdot l_{ij}^{(k-1)} \\ &= T_{oj} - T_{cj}^{(k-1)} - \sum \Delta S_i \cdot l_{ij}^{(k-1)} \\ &= \Delta T_j^{(k-1)} - \sum \Delta S_i \cdot l_{ij}^{(k-1)} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

ここで各反復計算における遅さの修正量が小さいと仮定し、 $l_{ij}^{(k)} \simeq l_{ij}^{(k-1)}$ としている。 $\Delta T_j^{(k-1)}$ 及び $l_{ij}^{(k-1)}$ は既知であるので、波線数 N がセル数 M より十分多い場合には ΔT_j の二乗和を最小にするような ΔS_i を求めることができる。すなわち、

$$\begin{aligned} \mathbf{y} &= (\Delta T_1^{(k-1)}, \dots, \Delta T_N^{(k-1)})^T \\ \mathbf{x} &= (\Delta S_1, \dots, \Delta S_M)^T \\ \mathbf{A} &= \begin{pmatrix} l_{11}^{(k-1)} & \dots & l_{1M}^{(k-1)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ l_{N1}^{(k-1)} & \dots & l_{NM}^{(k-1)} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

とおくと、

$$\mathbf{y} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} \quad (\text{B.12})$$

を \mathbf{x} について解くことにより ΔS_i が求められる。ここで T は転置行列を表す。行列 \mathbf{A} は巨大で粗なマトリクスであるため、(B.12) 式を解くためには各種の計算方法が開発されている [2, 3]。中でも広く使用されている方法として、特異値分解法 (Singular Value Decomposition) [4]、ダンプト最小二乗法 (Damped Least Square) [5]、共役勾配法 (Conjugate Gradient) [6] などがある。

参考文献

- [1] ISRM Commission on testing methods (1988): Suggested methods for seismic testing within and between boreholes, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.,

25, 447-472.

- [2] Lanczos, C. (1961): Linear differential operators, Van Nostrand, Princeton.
- [3] Lines, L. R. and Treitel, S. (1984): A review of least-square inversion and its application to geophysical problems, Geophys. Prosp., **32**, 159-186.
- [4] Golub, G. H. and Reinsch, C. (1970): Singular value decomposition and least squares solution, Numer. Math., **14**, 403-420.
- [5] Marquardt, D. W. (1963): An algorithm for least square estimation of non-linear parameters, J. the Soc. of Industrial and Applied Math., **2**, 164-168.
- [6] Hestenes, M. and Stiefel, E. (1952): Methods of conjugate gradients for solving linear systems, Nat. Bur. Standards J. Res., **49**, 409-436.

付録 C 弾性波トモグラフィによる現位置岩盤調査のケーススタディ

C.1 緒言

岩盤を構成する岩石の岩質の違いや応力状態、破砕帯や断層の存在によって岩盤内の物性値が異なる。また、空洞の開削による周辺の緩みや風化などによって岩盤の物性値が変化する。従って、岩盤内を伝播する波動の伝播特性を利用して岩盤の状態を把握することが可能となる。観測された波動のもつ速度、波形、振幅などの情報はそれぞれ岩盤の異なる物性を反映している。従って、数種類の異なる弾性波トモグラフィ手法を適用して高精度な岩盤の物性値の情報を取得し、その結果を総合的に解釈することによって、より詳細な現位置岩盤の評価を行うことができる。

そこで、岩盤を対象とした現位置調査を行い、得られた実測データに対して弾性波速度トモグラフィ及び弾性波減衰トモグラフィ解析を適用した。再構成された弾性波速度、減衰特性などの物性値の2次元分布画像と地質学的情報とを比較し、現位置岩盤の構造や状態の評価及び鉱床探査への適用性について検討を行った。

C.2 現位置岩盤調査の概要

現位置調査は1990年7月に岐阜県吉城郡神岡町にある神岡鉱山栃洞鉱で行われた。Fig. C.1に実験現場の坑内図と発震点及び受振点の配置を示した。対象領域は2本の坑道で挟

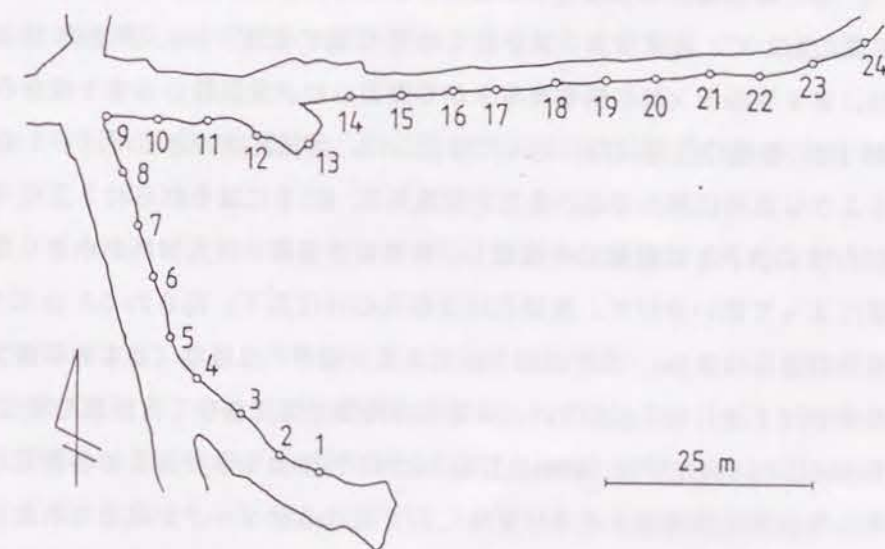


Fig. C.1: Horizontal map of the experimental site and the arrangement of the receivers.

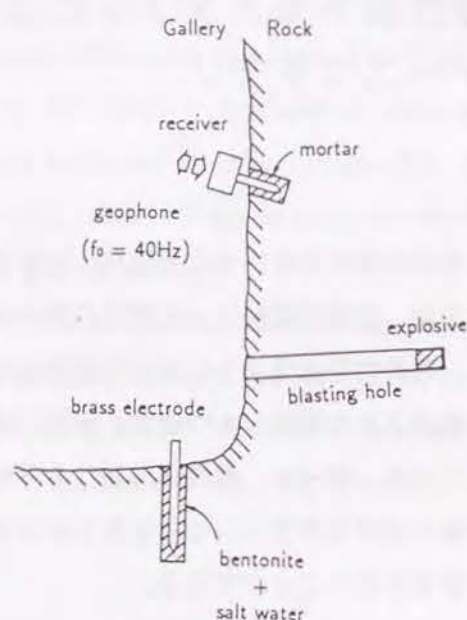


Fig. C.2: Set up of a source and a receiver (vertical section).

まれたほぼ三角形の領域であり、2本の坑道の壁面にそれぞれ24個の発震点及び受振点を配置した。一般にトモグラフィ調査では対象領域をできるだけ取り囲むように測定系を配置することが精度のよい結果を得るために必要であることが知られている。この点からは、この現場は必ずしもトモグラフィ調査に適当な場所であるとは言い難い。

以下に測定の様式について述べる。この様式は1989年7月に同鉱山茂住鉱で行った現地実験（第7章に詳述）とほぼ同じである。

Fig. C.2に発震点の状況及び受振点の設置方法を示す断面図を示した。それぞれの受振点位置において、坑道壁面の高さ約1mの位置に直径3cm、長さ約20cmの受振孔を穿孔し、ジュラルミン製の杭をモルタルで固定した。受振器として1成分のジオフォン（ $f_0 = 40\text{ Hz}$ ）を杭の先端にねじ込んで固定した。受振孔はできるだけ多くの発震点の方向を向くような方向に穿孔した。また、受振点5、6、7にはそれぞれ2方向（おおよそ発震点1及び18の方向）に受振器を設置し、波動の受振器への入射角が小さくなるように震源の位置によって使い分けた。発震孔は受振孔のほぼ真下、高さ約0.5mの位置に穿孔した。発震孔の直径は3cm、長さは約1mである。震源には爆薬（日本油脂製含水エマルジョン爆薬チタマイト）100gを用い、発震孔の孔底で爆発させて弾性波を発生させた。

Table C.1に測定装置（応用地質製 McSEIS-1600 システム）の各測定パラメータの設定を示した。実験現場はノイズが少なくS/N比のよいデータが取得されたため同期加算（スタッキング）は行わなかった。発震点を順に1から24まで移動して合計576個のデータを

Table C.1: Parameters used for the measuring instrument.

Channel	24
Low-cut filter	48 Hz
High-cut filter	1000 Hz
Resolution	12 bit
Sampling rate	40 μs
Word length	1024

取得した。

C.3 弾性波速度トモグラフィ解析

弾性波速度トモグラフィ解析の方法についてはすでに第7章で詳述した通りであり、ここでは簡単に述べる。まず、記録紙上で初動を肉眼で読み取り、走時曲線の平行性や走時の相反性を利用した読み取りのチェックを行った。さらに、発震時刻の補正及び平均速度によるデータの品質及び補正の効果の検討を行った。Fig. C.3に相反関係にある震源-受振点の走時の差のヒストグラムを示した。走時の相反性はかなりよく、適切に補正がなされ、精度のよいデータが作成されていることがわかる。Fig. C.4に補正後の走時データから求めた平均速度を示した。平均速度は伝播距離によらずほぼ一定の値となっており、ばらつきが小さいことがわかる。この岩盤は硬質な岩石で構成され、大きな速度変化はないと予想されており、作成した走時データの精度がよいことが確認された。

次に、波線の選択及び水平面へのデータの投影を行った。Fig. C.5に使用した震源-受振点の組み合わせを示した。使用した波線数は474本であった。坑道が2本しかないこと及び受振点13付近で坑道が岩盤内に入り込んでいることから、波線の分布が領域の北西の隅でやや少なくなっている。また、震源及び受振点の設置に制約があったことから波線の方に偏りがみられ、岩盤の中央部ではNE-SW方向の波線が多くなっていることがわかる。

逆解析にあたっては、初期モデルの決定には逆投影法（BPT）を用い、反復法としては特異値分解法（SVD）によって最小二乗解を計算する最小二乗反復法（ILST）を用いた。また、各反復計算において選択的平滑化を行った。使用した速度差のしきい値は走時データの精度を考慮して100 m/sとした。解析の際には、必要とされる分解能、波線データ数及び使用した波動の波長を考慮して対象領域を5 m × 5 mのセルに分割した。波線経路の計算に

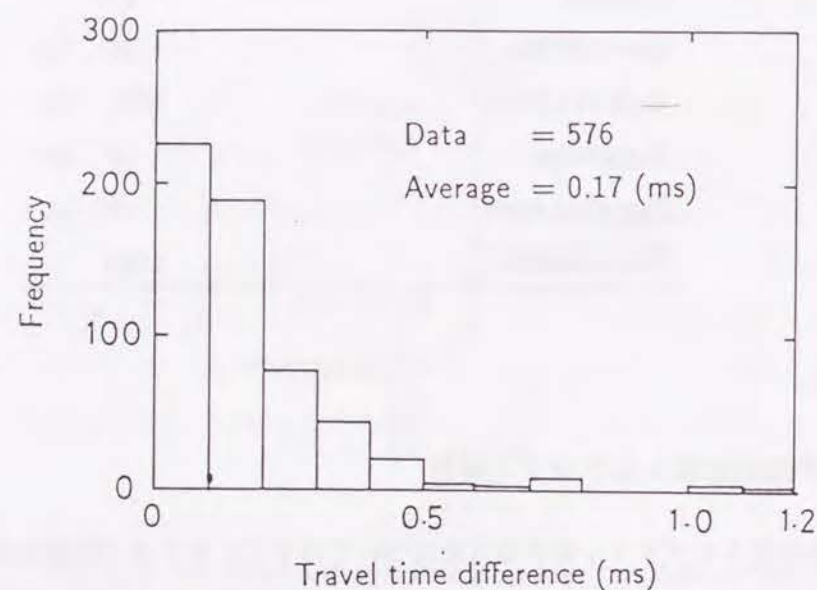


Fig. C.3: Histogram of the travel time difference between two source-receiver combination with reciprocal relation.

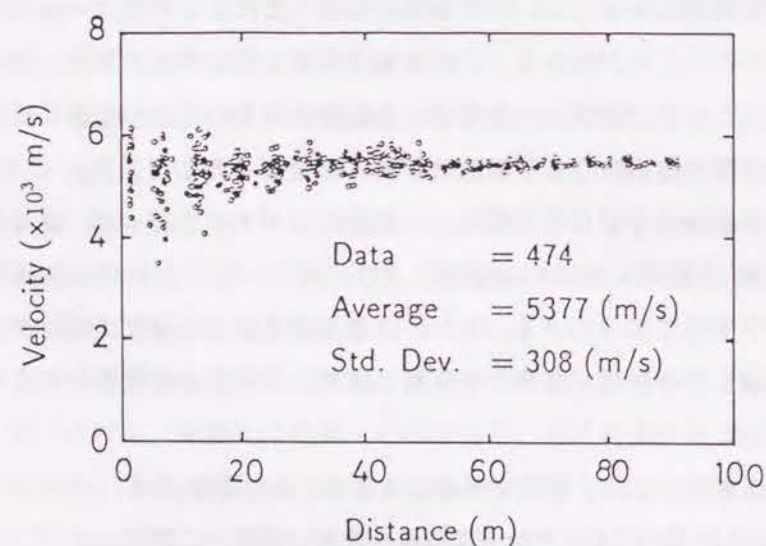


Fig. C.4: Average velocity versus travel time.

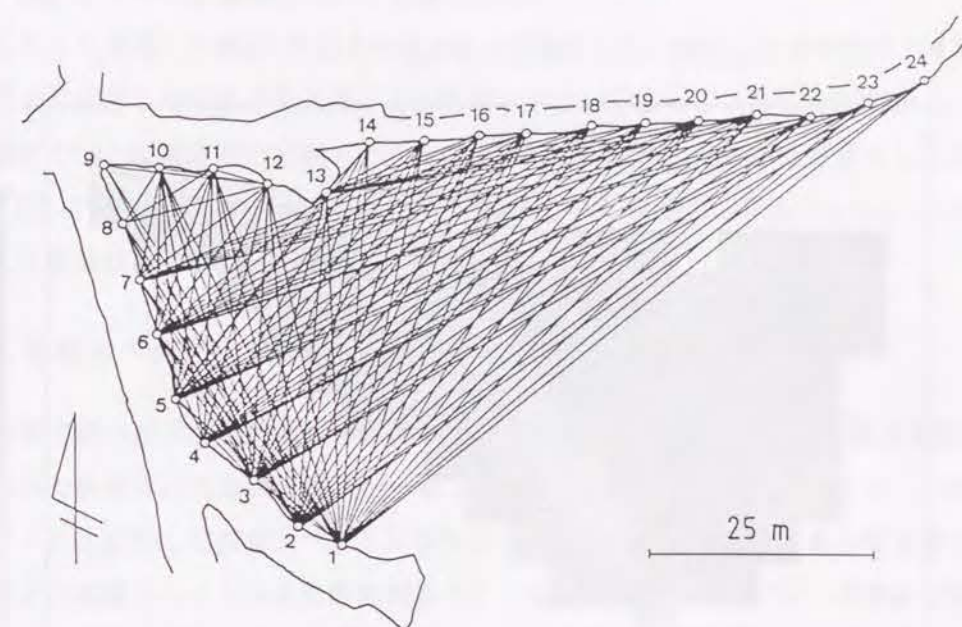


Fig. C.5: The source-receiver combination used for the velocity tomography.

は Huygens の原理に基づく修正爆発法による波線の屈折を考慮したレイトレーシングを使用した。使用した波線数 474 本に対し解析されるセルの数は 116 個であった。

Fig. C.6 に速度トモグラフィ解析によって得られた速度分布を示した。この結果は、特異値分解法において特異値の打ち切りを表すパラメータである ϵ を $\epsilon = 0.5$ とした ILST による反復回数 1 回の結果である。なお、この速度分布を用いてレイトレーシングを行って得られた波線情報を以下の減衰トモグラフィ解析で使用した。

C.4 初動振幅を利用した弾性波減衰トモグラフィ

初動振幅を利用した弾性波減衰トモグラフィ解析は第 8 章で詳述した方法によって行った。まず、記録された波形から初動振幅を読み取り、増幅度、機器の周波数特性、受振器の指向性などの補正を行った。次に、各発震点の直上にある受振器で観測された波形の振幅を初期振幅として振幅の絶対的な減衰量を求めた。ここでは、速度トモグラフィによって得られた速度モデルに対してスカラー波動方程式の差分法モデリングを行い、透過損失や波線のフォーカシングに起因する振幅の変化の影響を除去した。また、走時とパルス幅との直線性を利用して各セル内を通過する波線の周波数を推定し、周波数の変化の影響を除去した。最終的に、坑道を横切る波線や坑道に沿って伝播した波線及び受振器への入射角度が大きい波線を除去し、振幅データを作成した。

Fig. C.7 に受振点での振幅と基準点での振幅との比と両者の伝播時間の差との関係を示

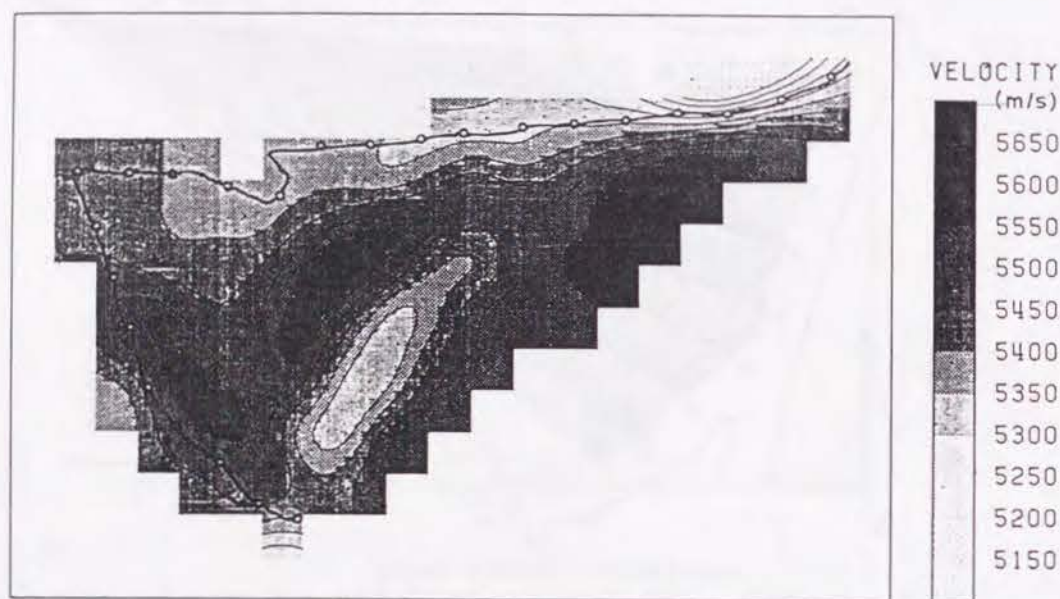


Fig. C.6: Velocity distribution reconstructed by using travel time data.

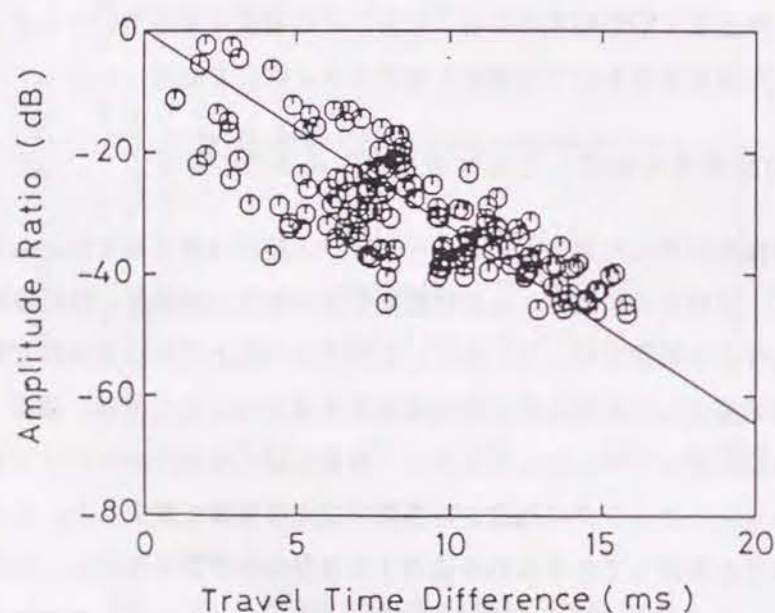


Fig. C.7: Amplitude ratio versus travel time difference.

した。Fig. C.8 では各震源について別個に示した。

Fig. C.9 に使用した震源-受振点の組み合わせを示した。使用した波線数は 154 本であった。領域の北西の隅の部分を通過する波線がやや少なくなっていることがわかる。

逆解析では、Q 値分布の初期モデルには BPT で求めた Q 値分布を平滑化したものを用い、SIRT によって修正を行った。Fig. C.10 に得られた Q 値の分布を示した。これは SIRT による反復回数 1 回の結果であり、平滑化は行っていない。

C.5 振幅スペクトルを利用した弾性波減衰トモグラフィ

第 8 章で述べた方法を使用して、振幅スペクトルの形状の変化から Q 値分布を求めた。観測された各波形に初動到達時刻から幅 10ms のウィンドウをかけ、取り出した波形データをフーリエ変換して振幅スペクトルを算出した。各発震点の直上にある受振器で観測された波形の振幅スペクトルを初期振幅スペクトルとして各受振点における波動の振幅スペクトル比を求め、最小二乗法を用いて振幅スペクトル比の傾きを算出した。Fig. C.11 に発震点 No. 4 の場合の振幅スペクトル比を一例として示した。図よりわかるように、直線の傾きを適切に定めるのは必ずしも容易ではなく、スペクトル比が直線で近似できないものもあった。従って、図中に直線が描かれている受振点のデータのみを使用した。これらのデータから坑道を横切る波線などの不適切な波線を除去した結果、使用できる波線数は 131 本となった。Fig. C.12 に使用した震源-受振点の組み合わせを示した。

逆解析では BPT で Q 値分布の初期モデルを求め、SIRT によって修正を行った。Fig. C.13 に得られた Q 値分布を示した。SIRT による反復計算で精度の向上が認められなかったため、ここに示した結果は BPT によって求めた結果である。

C.6 初動波形形状を利用した弾性波減衰トモグラフィ

初動波形形状を利用した弾性波減衰トモグラフィ解析は、第 9 章で詳述した方法のうち、簡易法及び直接法と名付けた方法を用いて行った。簡易法はパルス幅と伝播時間との単純な直線関係を仮定してパルス幅の変化率の分布を求める方法であり、簡便なトモグラフィ手法である。また、直接法は、パルス幅などの時間情報量に関して理論計算波形と観測波形とのマッチングを行って平均 Q 値を算出し、Q 値の分布を求める方法である。

Fig. C.14 に簡易法によって求めたパルス幅の変化率 $1/k$ の分布を示した。また、Fig. C.15 にパルス幅を用いて直接法によって求めた Q 値の分布を示した。両図とも、BPT によって作成した初期モデルに対して SIRT による反復を 1 回行った結果である。使用した波線数はともに 91 本とかなり少なかった。

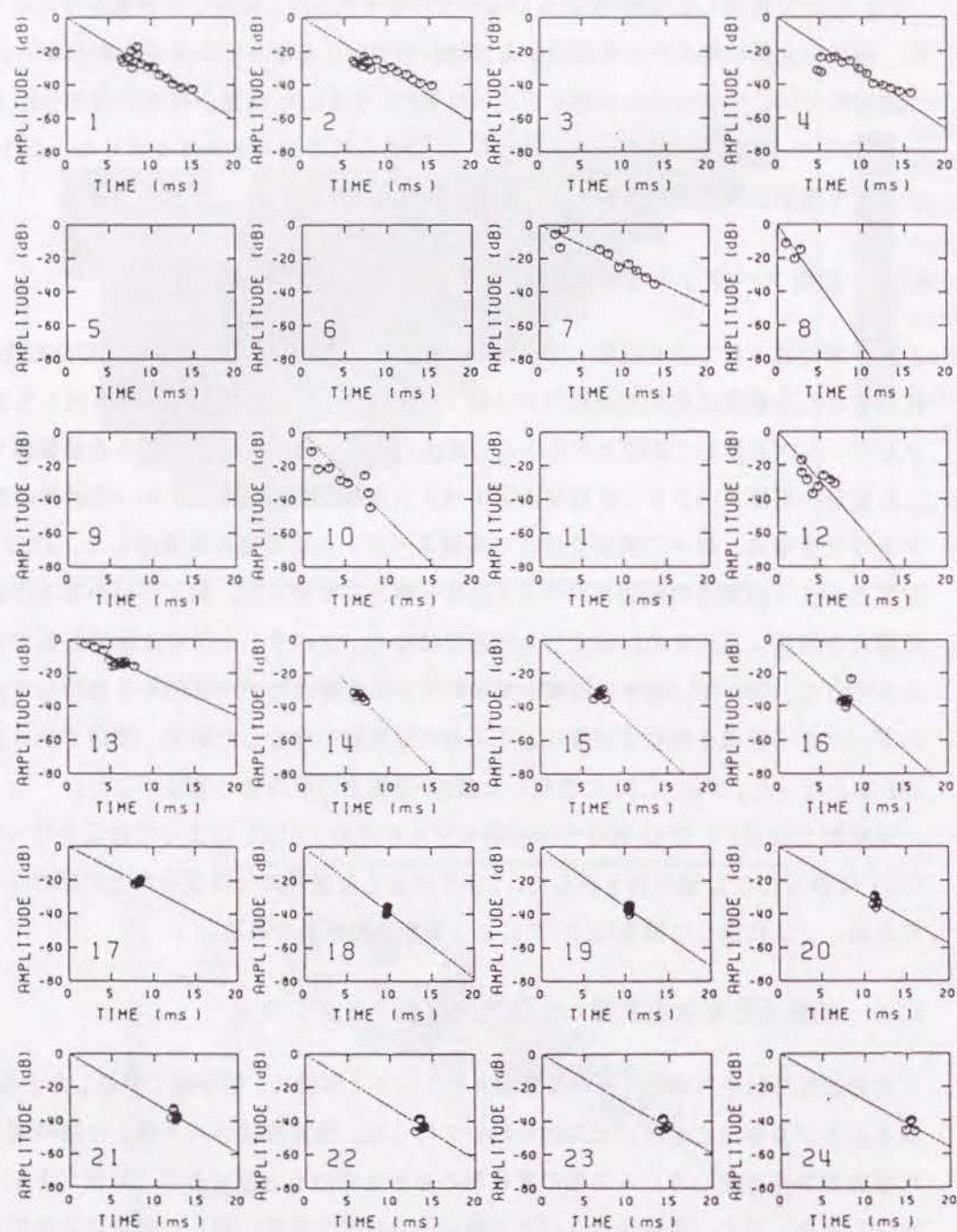


Fig. C.8: Amplitude ratio versus travel time difference for each source.

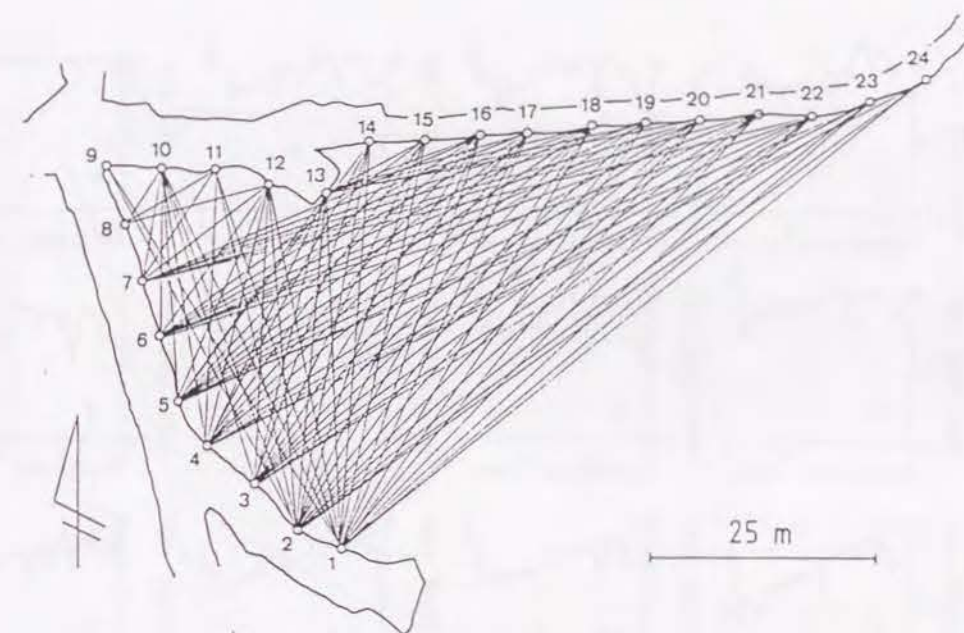


Fig. C.9: The source-receiver combination used for the attenuation tomography.

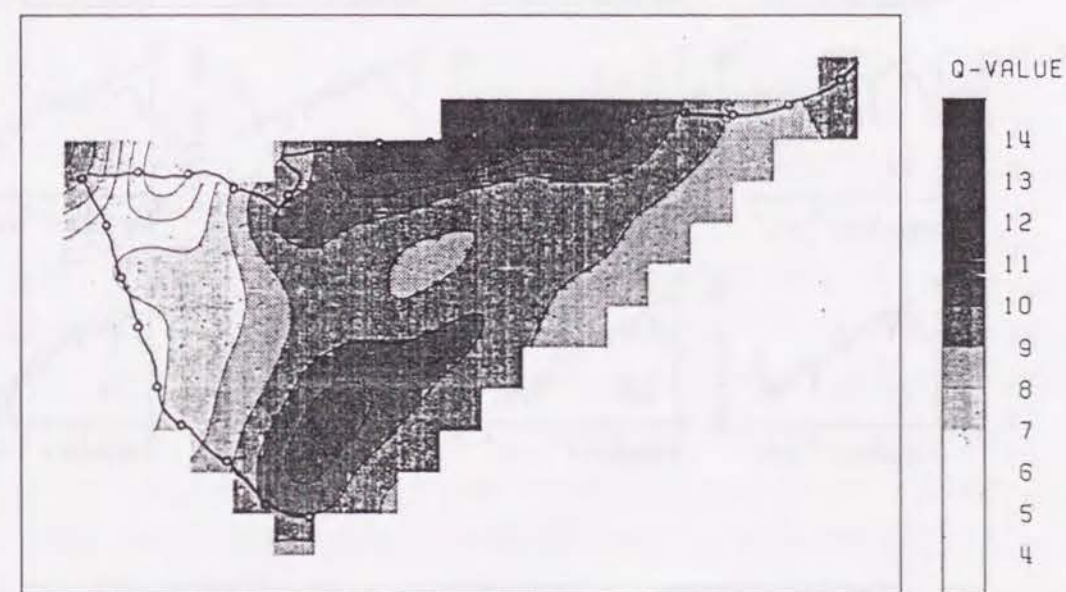


Fig. C.10: Q-value distribution reconstructed by using amplitude data.

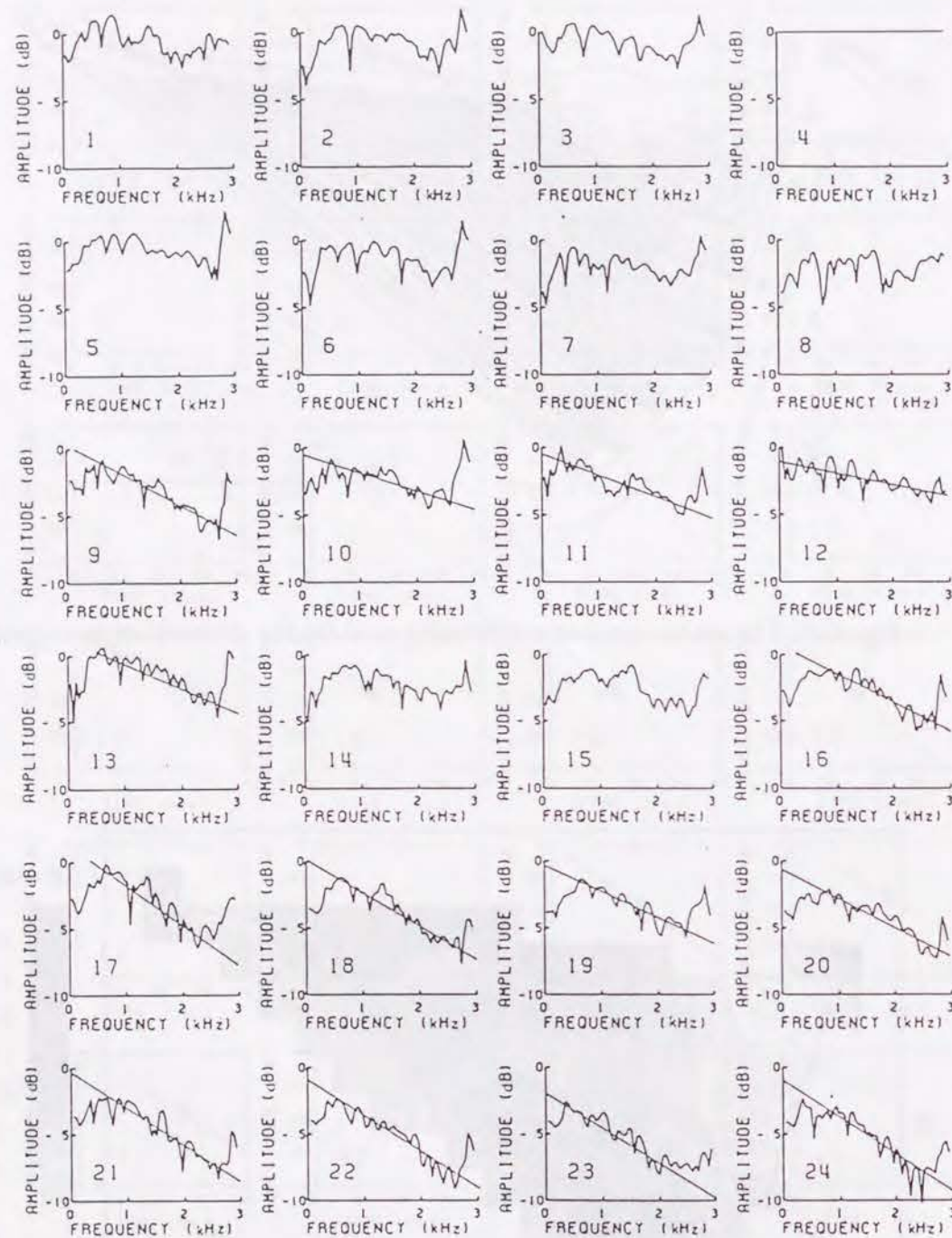


Fig. C.11: Examples of the amplitude spectrum ratio (source No. 4).

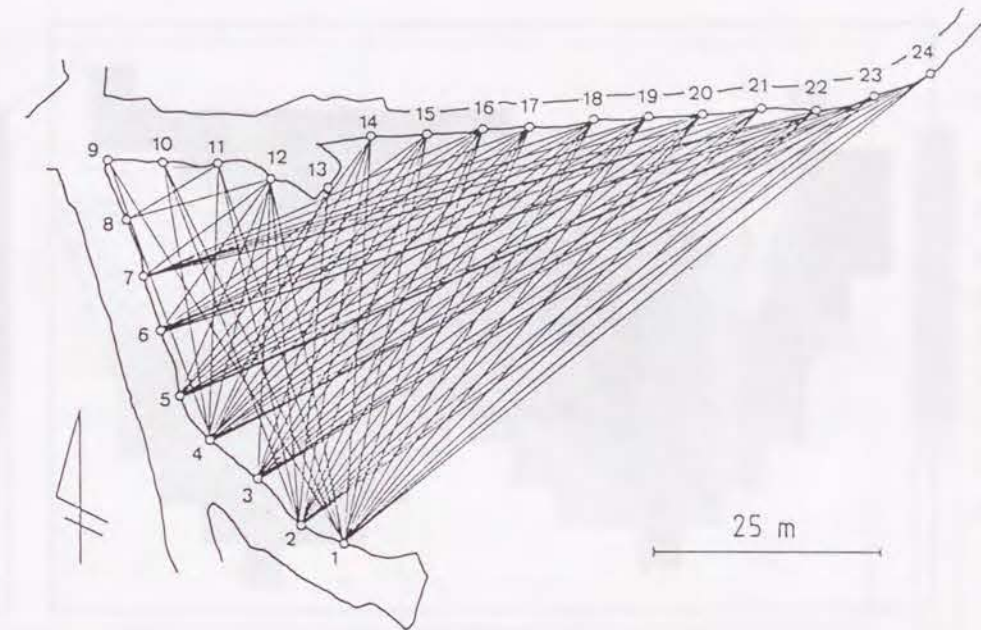


Fig. C.12: The source-receiver combination used for the attenuation tomography.

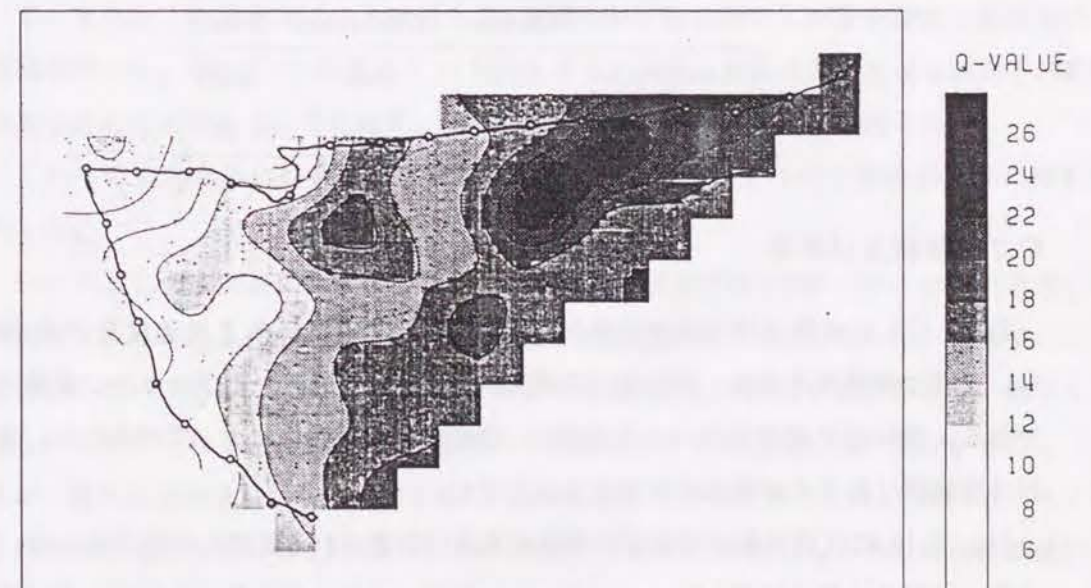


Fig. C.13: Q-value distribution by using amplitude spectrum data.

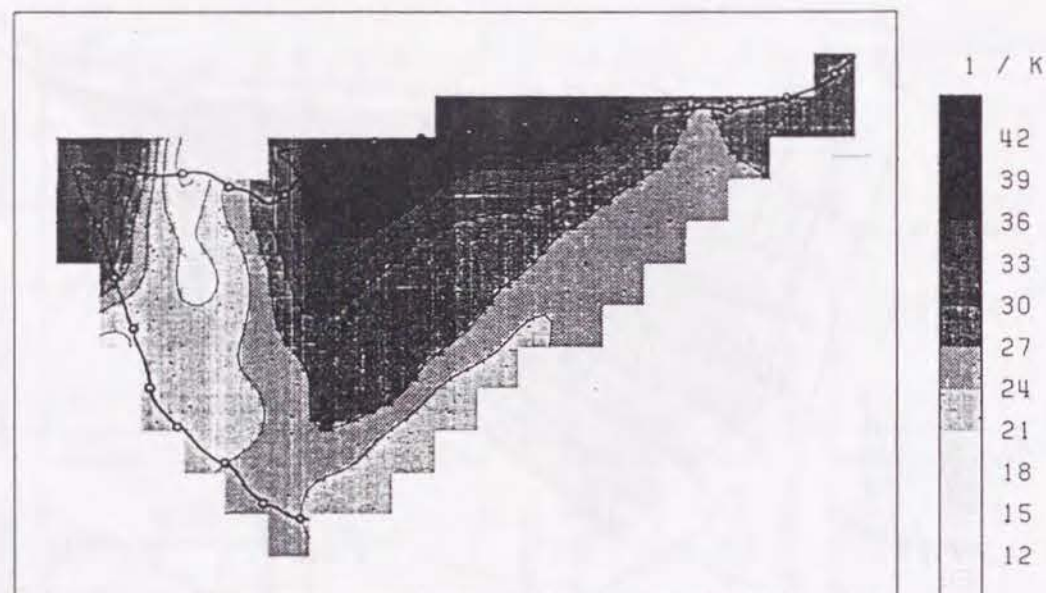


Fig. C.14: Distribution of pulse broadening parameter reconstructed by using pulse width data by the simple method.

Table C.2: Velocity and Q-value of rock samples obtained by the laboratory measurement.

	Gneiss	Inishi-stone	Skarn
Velocity(m/s)	5600	5430	4570
Q-value	96	95	27

C.7 解釈及び考察

Table C.2 に実験現場付近の岩盤から採取された岩石試料の P 波速度及び Q 値を示した。岩石は優黒質片麻岩、伊西岩（透輝石斜長石石英片麻岩）及びスカルン鉱床の 3 種類である。表中の P 波速度はパルス透過法、Q 値は自由振動法によって測定した。また、試料は実験前に約 2 カ月間水中で自然含水させた。

Fig. C.16 に坑道天盤の地質学的観察結果及び予想される鉱床の位置を示した。この図より、以下の地質的特徴が明らかになった。岩盤は主に片麻岩及び伊西岩で構成されている。岩盤中にはカルサイト、アプライトの岩脈が存在しており、主な岩脈及び亀裂の方向は NE-SW 方向に多く分布している。受振点 1、12、15、16、20 付近にはスカルン鉱床が

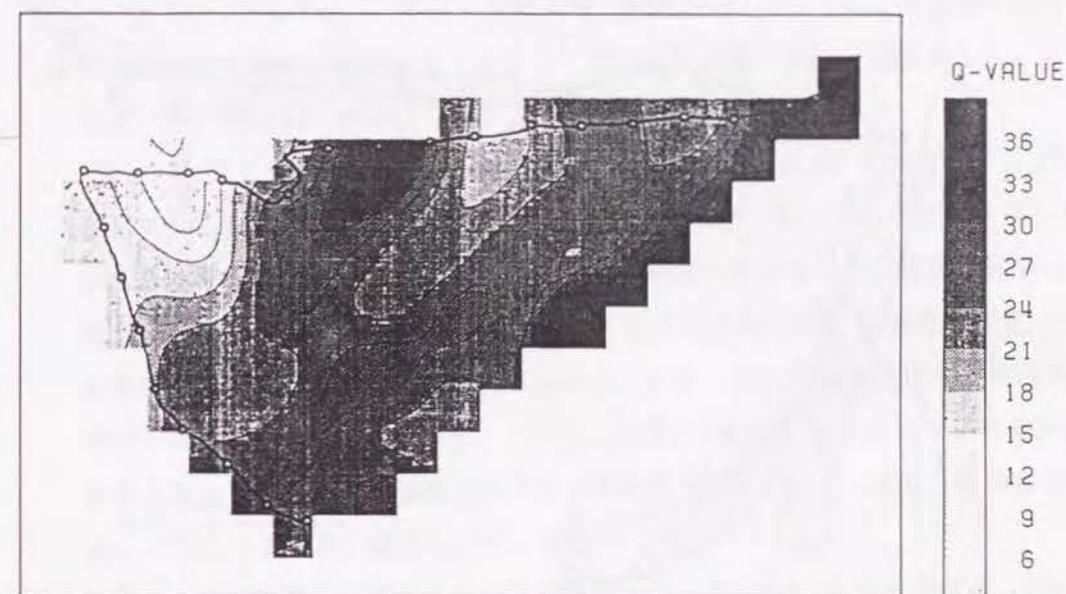


Fig. C.15: Q-value distribution reconstructed by using pulse width data by the direct method.

露出している。また、ボーリング調査によって図に示した位置に鉱床の存在が予想されている。また、この現場では、トモグラフィ実験の終了後に新たに坑道を開削し鉱床位置の確認を行った。Fig. C.17 に受振点 13 付近に新たに開削された坑道における地質学的観察結果をあわせて示した。その結果、坑道の先端部分に鉱床の存在が認められた。

これらの室内実験の結果及び地質学的情報を基に、トモグラフィ解析の結果の解釈を行った。

Fig. C.6 に示した速度分布によるとこの岩盤の P 波速度は 5300~5600 m/s であり、室内実験によって得られた片麻岩及び伊西岩の P 波速度によく対応している。従って、この岩盤はこれらの岩石で構成されており、岩石の種類の著しい変化や岩質の著しい低下などはないと考えられる。速度分布では岩盤の中央部にやや P 波速度の低い部分が存在しているが、新たに開削された坑道の地質図によると、この部分に受振点 1 及び 18 付近にみられる割れ目と連続していると見られる NE-SW 方向の割れ目が存在し、その周囲に鉱床の存在が認められている。従って、この低速度部分は割れ目の存在及びその割れ目に沿って分布している鉱床の存在による速度の低下を表していると考えられる。また、受振点 16 から 24 にかけて坑道付近の P 波速度が低下している。これは受振点 14 から 24 に至る坑道は拡

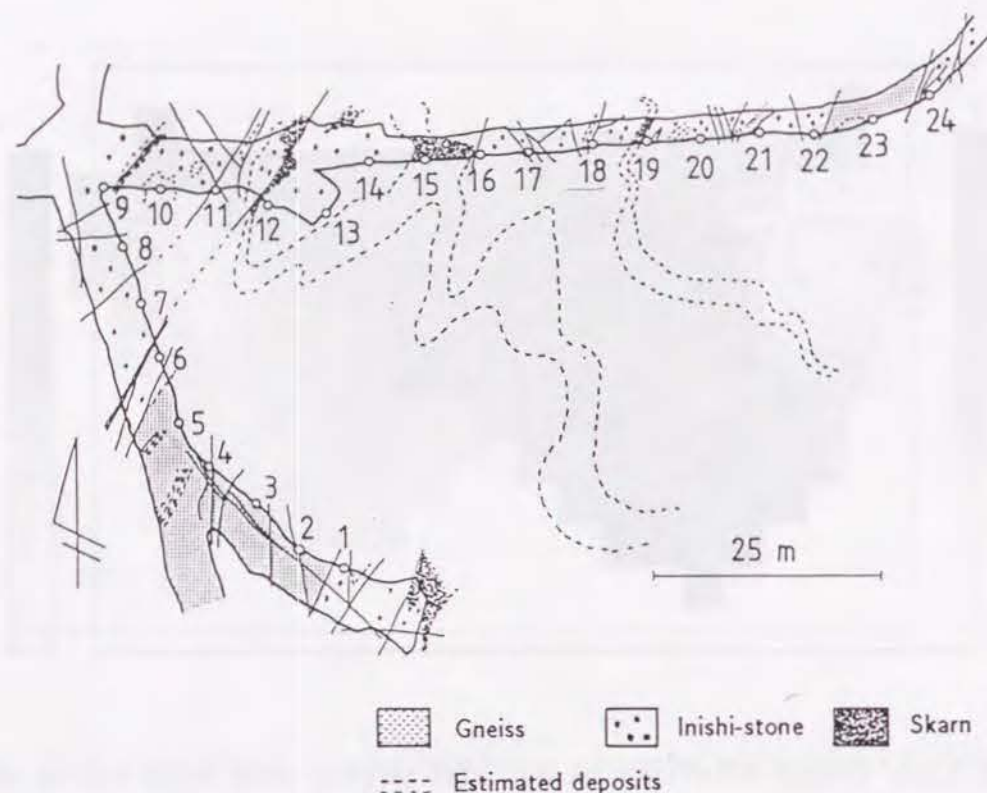


Fig. C.16: The geological observation map of the gallery.

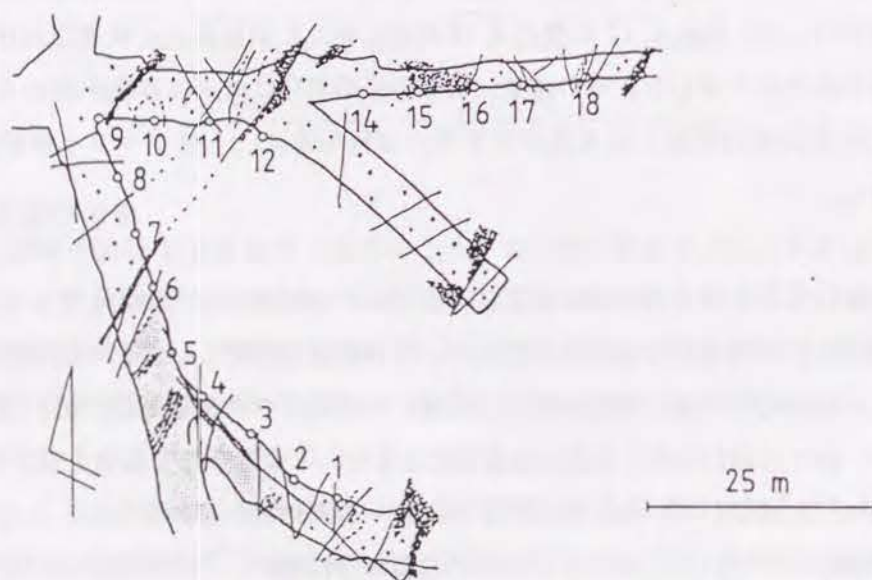


Fig. C.17: The geological observation map of the gallery after excavation of a new gallery.

幅されていない古い坑道であり、坑道付近の岩盤が劣化しているためであると考えられる。

Fig. C.10 から Fig. C.15 に、初動振幅、初動振幅スペクトル、波形幅の異なる情報を使用した各種の減衰トモグラフィによって得られた減衰特性の分布を示した。それらの傾向は互いに比較的良好に一致している。

Fig. C.10 に示した初動振幅から求めた Q 値分布によると、受振点 6 から 11 にかけて存在している割れ目の位置で Q 値分布に変化がみられ、割れ目の方向と一致して Q 値の低い部分が存在していることがわかる。また、速度分布でみられた低速度部分と位置は若干異なるが、岩盤中央部の新たに開削された坑道の先端付近に Q 値のやや低い部分があり、鉱床の存在を示しているものと考えられる。また、全体の Q 値構造の方向は亀裂の方向とほぼ一致していると考えられる。しかし、受振点 16 から 20 にかけての坑道付近では Q 値が高くなっており、 P 波速度とは矛盾する結果となっている。また、 Q 値の値は岩盤の Q 値としてはやや小さい値になっている。

Fig. C.13 に示した振幅スペクトルの変化から得られた Q 値分布では、Fig. C.10 に示した初動振幅から求めた Q 値分布と全体的に同様の結果が得られていることがわかる。全体的に岩盤の西側の Q 値が小さく Q 値構造の方向は割れ目の方向とほぼ一致しているため、割れ目の存在による影響であると考えられるが、この部分を通る波線のデータが少ないため、やや信頼性にかけると考えられる。その部分を除けば、受振点 16 付近から岩盤中央部の新たに開削された坑道の先端付近へ至る Q 値のやや低い部分がみられる。この低 Q 値の部分はボーリング孔で確認された鉱床の予想位置と一致していることがわかる。

Fig. C.14 に示したパルス幅の変化率 $1/k$ の分布及び、Fig. C.15 に示したパルス幅から求めた直接法による Q 値の分布は、使用できた波線数が少なく、かつこの方法は他の方法よりも精度がよくないにもかかわらず、他の減衰トモグラフィの結果と同様の結果が得られている。Fig. C.14 では、受振点 6 から 11 にかけて存在している割れ目の方向と一致して Q 値の低い部分が存在している。また、Fig. C.15 では岩盤の西側の Q 値が小さいほか、受振点 16 付近から新たに開削された坑道の先端付近へ至る Q 値のやや低い部分がみられることがわかる。

C.8 結言

現位置岩盤を対象にして行った弾性波調査のデータに対して 4 種類の異なる弾性波トモグラフィ解析を行い、 P 波速度、減衰特性及び Q 値の分布を再構成した。速度トモグラフィと減衰トモグラフィとではそれぞれ使用した情報の特性の違いにより得られる再構成画像がやや異なる。これらのトモグラフィ解析の結果は、現地の坑道での観察結果から推定さ

れる岩盤構造とよく対応することが明らかになった。速度トモグラフィによって大局的な岩盤状態が明らかになったほか、割れ目及び鉱床の存在に関する情報が得られた。また、減衰トモグラフィでは主に岩盤内の割れ目の影響を受けた結果が得られた。従って、速度トモグラフィと減衰トモグラフィの異なる弾性波トモグラフィ手法を併用することは岩盤調査に非常に有効であると考えられる。この他に比抵抗トモグラフィ、レーダートモグラフィなどの異なるエネルギー媒体を利用したトモグラフィ手法を組み合わせることによって、さらに詳細に岩盤構造を把握できると考えられる。